ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 18 JUIN 1928.

PRÉSIDENCE DE M. MAURICE HAMY.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **Président** souhaite la bienvenue à M. **Mac Clung**, professeur à l'Université de Philadelphie, qui assiste à la séance.

PHYSIQUE MATHÉMATIQUE. — *Conditions mixtes aux frontières. Océans et continents. Marées statiques.* Note de M. **Marcel Brillouin**.

1. Dans une précédente Note (¹), j'ai indiqué comment on peut former, par une méthode de moindres carrés, une suite complète de fonctions normalisées, utilisables pour le calcul des marées statiques, avec continents soit 1° sur un globe indéformable, soit 2° sur un globe sphérique élastique isotrope homogène.

L'emploi des moindres carrés peut paraître brutal et laisser quelque inquiétude. Il m'a paru utile d'indiquer une méthode directe, générale aussi pour tout problème mixte, mais un peu plus longue.

2. J'emploierai les mêmes notations (d'ailleurs suffisamment parlantes) que dans la Note citée de 1927.

Terre indéformable. — Écrivons d'abord les conditions en fonctions sphériques de surface Σ_N (Legendre et Laplace). Le potentiel perturbateur est

$$\mathcal{P}^0 = \sum \varpi_N \Sigma_N \left(\frac{r}{R}\right)^n.$$

(¹) Marcel Brillouin, *Comptes rendus*, 184, 1927, p. 849.

Le potentiel de gravitation dû à la mer déformée est

$$\mathcal{P}^i = \sum \varphi_N \Sigma_N \left(\frac{r}{R}\right)^n \quad \text{et} \quad \mathcal{P}^e = \sum \varphi_N \Sigma_N \left(\frac{R}{r}\right)^{n+1}.$$

Le soulèvement ζ^{aq} est donné par

$$g\zeta^{aq} = \sum (\varphi_N + \varpi_N)\, \Sigma_N.$$

Les conditions frontière sont

$$\sum -\frac{2n+1}{R} \varphi_N \Sigma_N = 0 \qquad [(D_1), \text{ continents}],$$

$$\sum \left(-\frac{2n+1}{R} + \frac{4\pi G}{g} \rho^{aq}\right) \varphi_N \Sigma_N = -\frac{4\pi G}{g} \rho^{aq} \sum \varpi_N \Sigma_N \qquad [(D_2), \text{ océans}].$$

Les φ_N sont les inconnues. Je veux les remplacer par d'autres, plus maniables, que j'obtiendrai à la façon des coefficients de Fourier.

3. Je vais former pour cela de nouvelles fonctions Θ relatives à toute la surface de la sphère, satisfaisant aux deux conditions

$$\Theta_Q = \sum_N \left(\frac{2n+1}{R} \varphi_N^Q \Sigma_N\right) = \begin{cases} 0 & (D_1), \\ \Sigma_Q & (D_2). \end{cases}$$

Le premier membre étant le même sur toute la surface de la sphère, les coefficients φ_N^Q de ce développement Θ_Q en fonctions sphériques s'obtiennent par les formules classiques de Laplace.

Supposons l'opération faite pour toutes les fonctions Σ_Q. Sur la surface entière de la sphère, les fonctions Σ_Q forment une suite fermée et, je suppose, aussi pour le domaine partiel D_2 (¹); *il en est donc de même des fonctions Θ_2, ou de toute autre suite dont les séries sont construites avec des termes $\alpha_N \varphi_N^Q \Sigma_N$ dont les coefficients α_N sont indépendants de* Q.

4. Construisons maintenant la solution à l'aide de coefficients

$$\left(\mathop{\mathrm{S}}_{Q=0}^{\infty} \beta_Q \varphi_N^Q\right)$$

au lieu de φ_N. La première condition (D_1) sera toujours satisfaite. Les φ_N^Q sont connus; ce sont maintenant les β_Q qu'il s'agit de déterminer par une seule

(¹) Il y a là une question délicate. Peut-être, dans certains cas, y a-t-il des doubles emplois et est-il, par suite, nécessaire de compléter la suite (par exemple à l'aide de quelques fonctions du deuxième genre) qui convient au domaine D_2?

condition, la condition océanique (D_2). Cette condition s'écrit désormais [1]

$$\mathop{\mathrm{S}}_{Q=0}^{Q=\infty} \beta_Q \sum \left(-\frac{2n+1}{R} + \frac{4\pi G}{g} \rho^{aq} \right) \varphi_N^Q \Sigma_N = -\frac{4\pi G}{g} \rho^{aq} \sum \varpi_N \Sigma_N,$$

dont le deuxième membre est connu.

Les fonctions sous le signe $\mathop{\mathrm{S}}_{Q}$ n'étant pas orthogonalisées, la détermination des β_Q est encore impraticable.

5. Le premier membre relatif aux océans (D_2) est construit avec les fonctions connues

$$H_Q = \sum_N \left(-\frac{2n+1}{R} + \frac{4\pi G}{g} \rho^{aq} \right) \varphi_N^Q \Sigma_N.$$

C'est cette suite fermée qu'il faut *normaliser* pour le domaine D_2 par le procédé ordinaire :

$$A_0 = H_0,$$

$$\ldots\ldots\ldots$$

$$b_K A_K = b_K^0 A_0 + b_K^1 A_1 + \ldots + b_K^{K-1} A_{K-1} + H_K,$$

$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots,$$

en déterminant les b par les intégrales

$$b_K^i = \int_{\text{océans}} A_i H_K \sin\theta \, d\theta \, d\alpha,$$

$$(b_K)^2 = \int_{\text{océans}} (H_K)^2 \sin\theta \, d\theta \, d\alpha - [(b_K^0)^2 + (b_K^1)^2 + \ldots + (b_K^{K-1})^2].$$

Dans ces fonctions, nous pouvons d'ailleurs mettre en évidence les H au lieu des A en éliminant les $A_0 \ldots A_{K-1}$ entre les $K+1$ premières équations, et obtenir

$$A_K = a_K^0 H_0 + a_K^1 H_1 + \ldots + a_K^Q H_Q + \ldots + a_K^{K-1} H_{K-1} + H_K.$$

6. Remplaçons les H par leurs expressions développées et regroupons les termes; la suite formée des A normalisée pour D_2 est donnée par

$$A_K = \sum_{N=0}^{N=\infty} \left(-\frac{2n+1}{R} + \frac{4\pi G}{g} \rho^{aq} \right) \psi_N^K \Sigma_N$$

---

(1) Il y aurait lieu de discuter la convergence dans cette écriture en série à double entrée; je ne pense pas qu'il en doive résulter une difficulté au point de vue de l'exactitude des résultats.

avec

$$\psi_N^K = \mathop{\mathrm{S}}_{Q=0}^{Q=K} a_K^Q \varphi_N^Q.$$

Chaque fonction Θ_K formée avec les ψ_N^K au lieu des φ_N^Q est toujours nulle dans le domaine continental D_1. La condition D_1 est toujours satisfaite par la somme d'un nombre quelconque de fonctions de la suite normalisée Λ_K.

A un potentiel de bourrelet liquide

$$\mathcal{P} = \sum_N \left(\sum_{K=0}^{K=\infty} A_K \psi_N^K \right) \Sigma_N$$

sur toute la surface de la sphère correspond dans le domaine océanique (D_2) la condition

$$\sum_{K=0}^{K=\infty} A_K \Lambda_K = -\frac{4\pi G}{g} \rho^{aq} \sum_N \varpi_N \Sigma_N,$$

dont les coefficients A_K sont définis, grâce à la normalisation, par

$$A_K = \int_{\text{océans}} \Lambda_K \left(-\frac{4\pi G}{g} \rho^{aq} \sum_N \varpi_N \Sigma_N \right) \sin\theta \, d\theta \, d\alpha.$$

Le soulèvement océanique est

$$g\zeta^{aq} = \sum_N \left(\varpi_N + \sum_{K=0}^{K=\infty} A^K \psi_N^K \right) \Sigma_N,$$

sur le globe indéformable, où les océans n'occupent que le domaine D_2.

7. *Terre élastique.* — Pour un globe élastique homogène, non seulement l'écriture des formules initiales est plus longue (*loc. cit.*) mais encore les deux conditions frontières (D_1), (D_2) ont des seconds membres. C'est l'homogénéité (sans second membre) de la condition continentale D_1 qui a permis de continuer à la satisfaire dans les transformations successives des paragraphes 4, 5, 6.

Il est facile de lever cette difficulté. D'une manière générale, soient sur une sphère deux domaines D_1, D_2, et les conditions

$$\sum f_N \varphi_N \Sigma_N = F(\theta, \alpha), \qquad (D_1),$$

$$\sum h_N \varphi_N \Sigma_N = H(\theta, \alpha). \qquad (D_2).$$

Les coefficients f_N, h_N sont des données du problème, ainsi que les fonctions F, H.

Pour supprimer le second membre de la première, je détermine (par les formules classiques de Laplace) les coefficients χ_N tels que, *sur toute la sphère*, on ait

$$\sum f_N \chi_N \Sigma_N = F(\theta, \alpha)$$

en adoptant pour F dans le domaine D_2 une forme arbitraire, qui paraîtra la plus favorable (par exemple zéro).

Alors, pour soustraction, j'aurai

$$\sum f_N (\varphi_N - \chi_N) \Sigma_N = 0 \qquad (D_1)$$

et

$$\sum h_N (\varphi_N - \chi_N) \Sigma_N = H(\theta, \alpha) - F(\theta, \alpha) + \sum (f_N - h_N) \chi_N \Sigma_N \qquad (D_2).$$

Considérant maintenant $(\varphi_N - \chi_N)$ comme nouvelle inconnue, toute la solution sera obtenue par les procédés des paragraphes 4, 5, 6.

8. Ces procédés de calcul soulèvent des questions délicates qu'il faudra poser clairement, à cause de la large part d'arbitraire que laisse le choix de la fonction F dans le domaine D_2, et aussi du fait que l'on pourrait aussi bien choisir la seconde équation pour la priver de second membre, et d'autres circonstances encore.

PHOTOCHIMIE. — *Sur les actions chimiques des radiations. Remarques au sujet d'une interprétation.* Note [1] de M. **P. Villard**.

Dans une Note parue au mois de décembre dernier, M. H. Belliott [2] a interprété divers phénomènes photographiques en transposant dans ce domaine la théorie photochimique de la fluorescence, créée par M. J. Perrin [3].

Bien qu'appuyée sur des considérations différentes de celles auxquelles j'avais fait appel, cette interprétation n'est pas sans analogie avec celle que j'avais exposée il y a un peu plus d'un an [4].

---

(1) Séance du 11 juin 1928.

(2) *Comptes rendus*, **185**, 1927, p. 1463.

(3) *Comptes rendus*, **177**, 1913, p. 612.

(4) *Comptes rendus*, **184**, 1927, p. 131 et 352.

M. H. Belliott admet qu'une molécule de bromure d'argent, impressionnée par un rayonnement, absorbe une certaine énergie, dont toutefois elle abandonne aussitôt une fraction, et prend, avec ce qui subsiste, un état stable qui serait l'impression latente. Soumise ensuite à une autre radiation de fréquence moindre, cette molécule reprendrait la fraction précédemment perdue de l'énergie primitive, et, libérant alors la totalité de celle-ci, reviendrait à l'état initial, d'où la disparition de l'image.

J'avais supposé que l'impression résultait de ce qu'un des niveaux atomiques (auxquels il faudra toujours arriver) était atteint par la lumière ou les rayons X, et que ce niveau pouvait se reconstituer à la faveur d'une agitation électronique provoquée, moins profondément, par une radiation n'ayant pas un quantum suffisant pour détacher du niveau en question les électrons qui tendraient à y revenir. Ceci peut se traduire dans le langage énergétique en disant que l'atome impressionné absorbe une certaine énergie, et que la régénération libère cette même énergie, caractéristique du niveau atteint, cette libération étant déclenchée par une énergie moindre apportée par une radiation convenablement choisie.

On retrouve ainsi les deux transformations inverses décrites par M. H. Belliott, sauf que je n'ai envisagé aucun phénomène déterminant le départ immédiat d'une partie de l'énergie absorbée pendant l'impression. Le supplément fourni par la radiation régénératrice n'étant pas compensé par une perte initiale équivalente, la somme algébrique des énergies reçues et émises n'est pas nulle comme dans les deux réactions inverses admises par M. H. Belliott (¹). En conséquence, l'atome dont un niveau a été impressionné, puis reconstitué, demeurera généralement altéré par ailleurs, ce qui paraît conforme aux faits : une plaque, voilée par les rayons X, puis traitée par la lumière blanche, peut servir à faire une radiographie, mais non une photographie; de même, si, avec de la lumière rouge, on efface une impression produite par du violet, il est presque évident que la sensibilité, rétablie pour le violet, sera au moins très affaiblie pour le rouge, auquel la surface sensible aura été longuement exposée.

Les deux interprétations diffèrent toutefois en ce qu'au lieu de considérer seulement le côté énergétique des phénomènes j'ai cherché à les représenter par un mécanisme, dans lequel j'ai introduit les niveaux atomiques et les

(¹) Il pourrait y avoir réversibilité exacte, si, comme je l'avais dit devant la Société de Photographie, on supposait que les électrons détachés d'un niveau vont se fixer par exemple sur un niveau virtuel.

électrons, me bornant, en ce qui concerne les quanta, à indiquer la limite supérieure relative du quantum de la radiation régénératrice. Il en est résulté une hypothèse très simple et qui s'est immédiatement révélée avantageuse :

Elle rend compte des phénomènes d'effacement d'image et de retour à la sensibilité que j'avais observés avec le gélatino-bromure et le gélatino-chlorure d'argent, et décrits en détail en 1907. Ce sont précisément ces phénomènes qui ont été récemment retrouvés et étudiés par M. H. Belliott.

En même temps s'explique le fait que la sensibilité, rétablie pour la radiation qui a produit l'impression, disparaît plus ou moins complètement pour celle qui détermine l'effacement.

Toutes les fréquences supérieures à un certain minimum peuvent être considérées.

Cette même hypothèse a fait prévoir des faits entièrement nouveaux, qu'il a été facile de vérifier ; je les rappelle brièvement :

1° Les impressions produites par des radiations de fréquences très différentes, telles que la lumière ordinaire et les rayons X, n'ont pas les mêmes propriétés, et peuvent être caractérisées par des réactifs appropriés ([1]).

2° Deux images obtenues dans ces conditions et superposées dans une même plaque (celle de haute fréquence étant la seconde) coexistent sans se confondre, et l'on peut, à volonté, développer l'une quelconque des deux à l'exclusion de l'autre.

3° L'indépendance de deux impressions de ce genre, intéressant, d'après l'hypothèse, des niveaux différents, est telle qu'une plaque, solarisée par une exposition de plusieurs heures à la lumière directe du ciel, et devenue tout à fait impropre à la photographie, n'est nullement solarisée pour les rayons X. Ainsi que je l'ai montré, cette plaque peut servir à faire une radiographie, qui est négative, et sa sensibilité aux rayons X ne paraît pas beaucoup diminuée.

En présence de ces résultats, obtenus dès les premiers essais dans cette voie, je crois devoir maintenir la forme sous laquelle j'avais présenté la constitution qu'on peut attribuer provisoirement à l'image latente.

Relativement à la solarisation, quelques remarques paraissent nécessaires :

([1]) Claudet avait déjà observé qu'un Daguerréotype obtenu en lumière rouge est toujours terne, et très différent des épreuves ordinaires ; il remarquait également que le rouge peut donner une impression, qu'il ne détruit évidemment pas, alors qu'il efface celle que produit le violet, d'où il conclut que les deux impressions ne sont pas identiques.

M. H. Belliott admet que, par surexposition, un certain nombre de molécules de bromure d'argent sont réduites à l'état métallique, d'où noircissement direct, et perte en même temps de l'aptitude de ces molécules à servir de germes pour le développement.

Il est presque certain que c'est seulement un sous-bromure qui se forme, aisément reconnaissable à son extrême résistance à des réactifs capables de faire disparaître en peu d'instants une image entièrement développée. La réduction complète s'obtient difficilement, et c'est d'ailleurs en exposant du chlorure d'argent à la lumière que Poitevin préparait le sous-chlorure destiné à ses expériences.

En ce qui concerne le rapport qui peut exister entre la solarisation et le léger noircissement qui l'accompagne, je rappellerai que la coexistence, déjà invoquée, de ces deux phénomènes n'est sensiblement réalisée qu'avec le bromure d'argent. Sans remonter bien loin on peut lire en effet dans un Mémoire de M. Eder (1), de Vienne, que l'iodure d'argent est généralement solarisé avant tout noircissement, le chlorure se comportant à l'inverse, et M. Eder rappelle que des recherches minutieuses ont été consacrées à cette relation qu'il estime n'être pas de cause à effet. L'un des résultats cités plus haut est entièrement d'accord avec cette opinion : une plaque notablement noircie par une longue exposition à la lumière n'est, malgré le noircissement, nullement solarisée pour les rayons X. La solarisation existe cependant pour ceux-ci, mais à la condition d'être produite par eux, et s'obtient très facilement, accompagnée de noircissement direct.

Les données suffisantes paraissent faire encore défaut pour trouver une explication; tout au moins la considération des niveaux atomiques permet de comprendre qu'une plaque, solarisée pour une fréquence, peut ne pas l'être pour une autre qui intéresse un niveau plus profond; la solarisation apparaît ainsi comme une chose relative.

L'idée d'attribuer un rôle à l'électricité dans la photographie est très ancienne : Claudet, qui avait découvert l'effacement d'une image latente normale par la lumière rouge, et la restauration de la sensibilité, pensait qu'il ne pouvait s'être produit une décomposition car aucune radiation ne reconstituerait un composé dont l'un des éléments se serait dégagé par suite de sa volatilité. Il concluait à la nécessité de faire appel à un effet électrique se produisant dans un sens ou dans l'autre, sans changer le composé. Ces deux effets inverses pourraient être le départ et la rentrée d'un électron.

Plus tard, à propos du Daguerréotype, ainsi que du collodion dont le développe-

---

(1) *VIe Congrès international de Photographie*, 1925, p. 210.

ment est surtout physique (¹). on peut lire dans le traité de Photographie de Van Monckhoven (1863) les lignes suivantes, où il est presque question de la condensation des vapeurs par les ions :

« Le docteur Hill Norris pense que l'électricité joue là un rôle; M. Testelin, que les molécules d'iodure d'argent ont pris des pôles électriques et que dès lors les vapeurs mercurielles et l'argent se déposent comme une balle de sureau est attirée par un corps électrisé. »

Beaucoup plus récemment MM. S. E. Sheppard et C. E. K. Mees (²) ont considéré l'image latente comme reliée à l'effet photo-électrique et due à la libération d'électrons.

Il m'a paru intéressant de rappeler ces suggestions.

CHIMIE GÉNÉRALE. — *Autoxydation et action antioxygène. Propriétés catalytiques du phosphore.* Note (³) de MM. **Charles Moureu, Charles Dufraisse** et **Marius Badoche.**

Dans les expériences qui vont être décrites, le phosphore a été, dans notre dispositif habituel à tubes manométriques, opposé aux corps autoxydables à une dose voisine de 1 pour 100.

Phosphore blanc. — *a.* Le phosphore blanc s'est montré bon antioxygène vis-à-vis du furfurol. La courbe ci-après traduit le résultat observé dans un de nos essais. Comme on le voit, l'oxydation est considérablement ralentie.

C'est un fait vraiment remarquable que cette possibilité de paralyser ainsi l'action de l'oxygène libre au moyen d'une trace de phosphore; et, comme bien on pense, nous n'avons pas manqué de prendre les précautions nécessaires pour que nos expériences ne fussent pas entachées d'erreur.

1° On purifiait le phosphore en le fondant sous une couche de solution aqueuse d'hypobromite; puis après lavage, on le moulait sous l'eau, dans un tube de verre très fin, en un cylindre dont on pesait sous l'eau une longueur connue, et l'on en prenait la longueur correspondant à 1^{cg} (pour 1^{g} de furfurol). C'est sous cette forme massive qu'on l'employait; de la

---

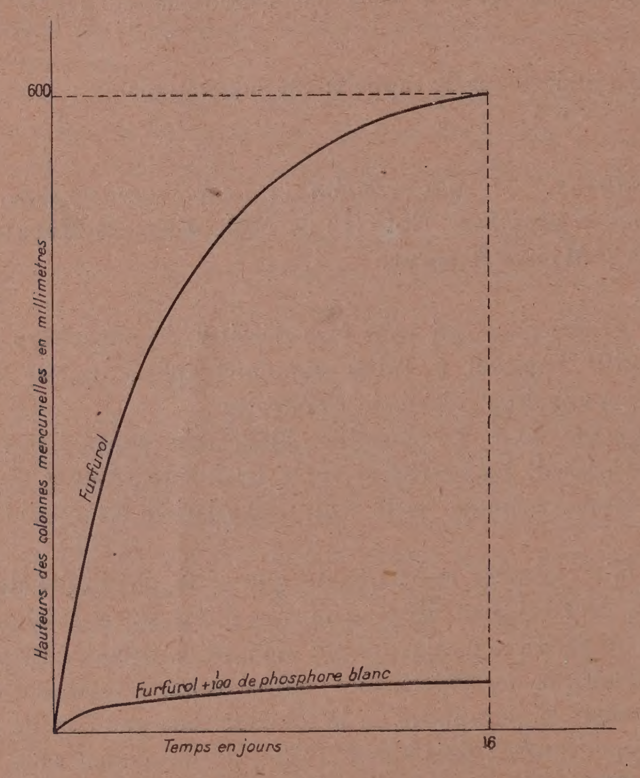
(¹) D'après Davanne, le révélateur peut fixer sur l'image six fois plus d'argent que n'en contient le sel sensible.

(²) *Proceed. Roy. Soc.*, Londres, **78**, 1908, p. 461.

(³) Séance du 11 juin 1928.

sorte on réduisait au minimum son oxydation avant l'expérience [1], et l'on était assuré que la presque totalité du phosphore, sinon la totalité, se trouvait bien à l'état libre.

2° A la fin de l'expérience, comme on constatait que la pression gazeuse était du même ordre que celle qui régnait au début (voisine de la pression atmosphérique), on s'assurait que le gaz était bien au moins en majeure partie de l'oxygène.



Voici quelle était sa composition dans un de nos essais : CO^2, 5 pour 100; O^2 (par l'hydrosulfite), 89,6 pour 100; CO (par Cu^2Cl^2 ammoniacal), 3,1 pour 100; résidu, 2 pour 100; le gaz était donc constitué, pour les

(1) Si l'on avait, au contraire, employé une solution (par exemple, dans le sulfure de carbone), dont on aurait ensuite évaporé le solvant (comme nous le faisons fréquemment pour de minimes quantités de catalyseur), on aurait risqué d'avoir surtout les produits d'oxydation du métalloïde.

9 dixièmes, par de l'oxygène. D'autre part, dans une expérience témoin, effectuée simultanément avec du furfurol pur (sans catalyseur), la pression finale était d'environ 16^{cm}, et le gaz résiduel, qui ne renfermait pas d'oxygène en quantité appréciable, était formé d'environ un tiers d'anhydride carbonique et deux tiers d'oxyde de carbone.

Une autre série d'expériences a donné des résultats analogues.

Comme on le voit, le furfurol témoin (sans catalyseur) absorbe complètement l'oxygène, même sous des pressions très faibles. Par conséquent, le fait que la pression a diminué beaucoup moins vite dans le cas de la présence du phosphore que dans celui du témoin n'est pas dû à ce que l'oxygène aurait été remplacé par un volume voisin d'un autre gaz issu de l'oxydation (CO^2, par exemple), et le phosphore a bien réellement entravé l'oxydation du furfurol.

3° De même, le liquide qui a résisté à l'action de l'oxygène a été examiné à la fin de l'expérience (1), en vue de s'assurer que le furfurol n'avait pas subi de modification importante pouvant faire supposer que le fait qu'il ne s'est pas oxydé serait dû à une autre cause que l'action antioxygène (une polymérisation, par exemple). Le produit était fortement coloré en brun foncé, beaucoup plus que celui du témoin. Mais cette coloration ne correspondait qu'à une faible altération, attendu qu'à la distillation le liquide passait en moins de 1° (55°-55°,5 sous $13^{mm},5$), en ne laissant qu'un résidu inférieur à 2 pour 100 (2). D'autre part, le liquide témoin était retrouvé en grande partie inaltéré, laissant seulement à la distillation un résidu (un peu supérieur au précédent), correspondant à la faible fraction oxydée.

---

(1) Dans nos recherches sur l'action antioxygène, qui ont déjà porté sur plusieurs centaines de catalyseurs, nous ne pratiquons d'ordinaire cet examen que de temps en temps, à titre de contrôle : nous ne le faisons systématiquement que si la constatation d'une anomalie nous donne le soupçon que le produit a pu se transformer. Cette remarque s'applique également au gaz des tubes manométriques à la fin de l'expérience. D'ailleurs, le phénomène secondaire sur lequel nous avons fréquemment insisté (absorption progressive de l'oxygène par le produit qui distille peu à peu sur les parois) a l'avantage de démontrer le plus souvent que le gaz et le produit restant sont toujours capables de réagir l'un sur l'autre et, par conséquent, n'ont pas subi de transformation profonde.

(2) A ce propos, nous ferons remarquer qu'en dépit d'une relation étroite, constatée par nous, entre l'autoxydation du furfurol et la coloration intense qu'il prend à la longue, il peut y avoir, d'après nos observations, une action antioxygène très importante en même temps qu'une forte coloration, comme c'est ici le cas en présence du phosphore.

D'après tout ce qui précède, nous sommes bien en droit d'affirmer que *le phosphore blanc entrave l'autoxydation du furfurol.*

Nous devons ajouter toutefois qu'à la fin de l'essai (plus de trois mois), nous n'avons pas retrouvé le bâtonnet de phosphore introduit au début, bien que, dans des expériences effectuées à cet effet, nous ayons constaté que le métalloïde est très peu soluble, même à chaud, dans le furfurol. Nous pensons qu'il a dû se déposer, à la longue, sur les parois de l'ampoule, entraîné par une petite quantité de matière colorante que nous y avons trouvée.

b. A l'encontre de ce que l'on observe quand on l'oppose au furfurol, l'absorption de l'oxygène, dans le cas de l'aldéhyde benzoïque, a été plus rapide en présence qu'en l'absence de phosphore, et il en a été de même pour le styrolène et l'essence de térébenthine.

La quantité de phosphore présente étant plus que suffisante pour pouvoir absorber le volume d'oxygène mis en œuvre (environ 6^{cm^3}), on peut se demander si l'accroissement de la vitesse d'absorption observée n'était pas due à l'oxydation du phosphore lui-même. Sans écarter absolument cette hypothèse, nous ferons les remarques suivantes : 1° d'après les expériences classiques (Joubert, etc.), le phosphore n'est pas oxydable, à la température ordinaire, sous la pression d'oxygène (voisine de la pression atmosphérique) où nous opérons; 2° un grand nombre de matières organiques, et spécialement l'essence de térébenthine, qui est l'une des substances sur lesquelles on a expérimenté, empêchent l'oxydation du phosphore; 3° il nous est arrivé dans certains essais de constater que le petit bâtonnet de phosphore ne commençait à présenter d'apparences d'altération que bien après que l'absorption d'oxygène était terminée.

Il convient de rappeler, à propos de ces recherches, que R. Willstätter et E. Sonnenfeld [1], qui reprirent les expériences de Jonas (1840), Köhler et Schimpf (1871), von Than et Molmar (1889), Minovici (1904), A. Colson (1908), E. Sieburg (1912), ayant oxydé du phosphore en présence, notamment, d'essence de térébenthine, constatèrent une absorption rapide d'oxygène par le mélange et la formation de produits d'oxydation définis dérivés du phosphore et de l'essence de térébenthine.

c. Observation générale. — Il est possible que les effets d'action antioxygène ou prooxygène observés avec le phosphore blanc soient dus, en partie ou en totalité, à l'un de ses produits d'oxydation, qui sont des cata-

(1) *Ber. d. Chem. Ges.*, 47, 1914, p. 2801.

lyseurs actifs, comme nous le montrerons dans une prochaine Note. C'est ainsi que de l'aldéhyde benzoïque, mis en présence d'une dose d'environ 1 pour 100 de phosphore blanc, ayant été conservé dans un flacon bouché ordinaire (sans précaution spéciale), ne s'était altéré, après environ quatre ans, que dans la proportion de 10 pour 100 (un quart environ des produits d'altération était constitué par de l'acide benzoïque et le reste par une matière visqueuse); ce qui semble montrer qu'à la première phase d'oxydation accélérée, à laquelle le phosphore contribue pour une part notable, succède une phase d'action catalytique négative, due aux produits de l'oxydation.

Il n'en est pas moins intéressant de constater que l'addition d'un bâtonnet de phosphore à un produit oxydable comme le furfurol puisse en entraver l'oxydation.

Phosphore rouge. — Les actions produites par le phosphore rouge sont analogues à celles du phosphore blanc, mais beaucoup moins intenses.

Dans le cas du furfurol, on observe un faible ralentissement de l'oxydation pendant les premiers jours, puis un arrêt complet.

Avec la solution de sulfite disodique, il y a ralentissement de l'oxydation si la solution est légèrement alcaline et accélération si elle est légèrement acide.

PHOTOMÉTRIE. — *Transformation d'un luxmètre en brillancemètre.* Note (1) de M. A. Blondel.

Dans la technique de l'éclairage, des propositions singulières ont été faites par diverses sociétés savantes pour définir une unité de brillance contenant le facteur π par l'intermédiaire de l'unité de radiance. Cette erreur provient sans doute de ce que l'on ignore qu'on peut mesurer la brillance du ciel et de toute autre surface aussi facilement qu'un éclairement, à l'aide d'un luxmètre ou d'un photomètre portatif déjà étalonné pour les mesures d'éclairement.

Emploi du luxmètre comme appareil de comparaison de brillance. — Les luxmètres considérés ici comportent tous une lunette de visée par laquelle on compare à l'œil les brillances de deux surfaces, l'une formée, par exemple, d'une partie réfléchissante d'un double prisme éclairé par un étalon de

(1) Séance du 11 juin 1928.

lumière intérieure, l'autre vue directement à travers le prisme, formée par la surface brillante étudiée, par exemple la surface du ciel ou d'un nuage.

On peut ainsi faire une lecture en ayant soin d'interposer devant l'œil une cuve de Crova, contenant une solution colorée permettant la comparaison hétérochrome. Une autre mesure semblable permet de mesurer la brillance de l'étalon secondaire de brillance décrit précédemment. Le rapport des deux lectures donne donc en stibes la brillance cherchée.

On peut même éviter cette comparaison et l'emploi de l'étalon par le procédé suivant.

Étalonnement du photomètre portatif ou luxmètre en brillancemètre. — Tout photomètre portatif peut être transformé en brillancemètre, par l'emploi d'un écran diffuseur étalonné (c'est-à-dire dont on a mesuré le facteur de brillance normal).

En général, un luxmètre doit être accompagné de deux écrans diffuseurs de types différents, l'un diffusant par transmission et qui peut se fixer à l'extrémité de la lunette de l'appareil pour la mesure de l'éclairement produit directement sur lui par une source; l'autre diffusant par réflexion et qui se place sur le sol ou sur un support à 1^{m} du sol pour les mesures de l'éclairement des voies publiques, ou des tables de bureau.

Appelons maintenant : a la *constante d'éclairement* du photomètre muni de l'écran diffusant par transmission (chiffre par lequel il faut multiplier le nombre lu sur la graduation dans ces conditions pour obtenir l'éclairement reçu par l'écran) et b la *constante d'éclairement* analogue du photomètre sur écran mat diffusant par réflexion; c'est le chiffre par lequel on doit multiplier le nombre n' lu sur la graduation de l'appareil employé à viser l'écran placé par exemple sur une chaussée pour obtenir l'éclairement en ce point. Si la division 100 correspond par exemple à un éclairement de 1 milliphot, la constante $b = \frac{1}{100\,000}$ phot.

Soient $\beta_t \beta_r$ les facteurs de brillance normaux des deux écrans respectivement, préalablement mesurés comme on l'a exposé précédemment. Les deux *constantes de brillance* (forcément égales) qui en résultent pour l'appareil employé comme brillancemètre sont respectivement $\frac{a}{\beta_t}$ et $\frac{b}{\beta_r}$, qui doivent être égales. Si le premier écran est poli, β_t ne varie jamais, tandis que β_r peut varier avec le degré de matité et de propreté de l'écran réfléchissant, qui ne peut être poli. La véritable constante de brillance c sera donc $a\beta_t = c$.

Dispositifs affaiblisseurs. — Dans les mesures de brillance du ciel (qui atteignent 1 à 20 stilbs), ou des flammes lumineuses (qui atteignent 0,5 à

8 stilbs), on est obligé d'affaiblir beaucoup (au $\frac{1}{100}$, au $\frac{1}{1000}$, et même au $\frac{1}{10000}$) la lumière de la surface visée directement sans interposition d'écran, pour pouvoir comparer celle-ci à la plage de comparaison. Il n'est pas très pratique de recourir, dans le cas considéré, au disque tournant de Masson : on peut employer un écran à gélatine teintée ou une glace photographique noircie par développement, à condition que le grain en soit très fin [1] et qu'elle n'ait aucune coloration jaunâtre.

Une autre solution consiste dans l'interposition entre l'œil et la surface brillante étudiée d'un affaiblisseur de brillance, fondé encore sur l'emploi d'un étalon de facteur de brillance.

Cet affaiblisseur est formé d'un tube de quelques centimètres de longueur (10 à 30) fermé à l'une de ses extrémités, qu'on vient visser à l'avant de l'ouverture de visée du photomètre portatif et suivant le même axe que celui de la lunette, par un écran diffuseur par transmission, de facteur normal β', remplaçant l'écran a ; et à son extrémité la plus éloignée, par un diaphragme (interchangeable), percé d'un petit trou de surface rigoureusement connue [2].

L'éclairement E de la face postérieure de l'écran diffusant du facteur β'_t est proportionnel à la brillance B de la surface visée, à la surface s de l'ouverture du diaphragme et à l'inverse de la distance z entre le diaphragme et l'écran. En appelant n' le nombre de divisions lu sur la graduation décimale du photomètre pour un éclairement E, quand on remplace l'écran ordinaire, de facteur normal β_t, on a évidemment

$$E = \frac{s}{z^2} B = \frac{\beta_t}{\beta'_t} a n'.$$

La constante de brillance c est donc remplacée par

$$c' = \frac{\beta_t}{\beta'_t} a \frac{z^2}{s}.$$

Pour éviter les erreurs dans l'obliquité des rayons incidents, on donne au diaphragme ainsi qu'au verre diffusant des diamètres ne dépassant pas 10 à 15^{mm}.

On peut également ajouter derrière le diaphragme une lentille faisant le

---

(1) Notre savant confrère M. Lumière a bien voulu mettre à ma disposition des glaces au gélatino-bromure à grain très fin qui donnent de très bons écrans neutres, transparents.

(2) Le diagramme peut être rendu éventuellement mobile à l'aide d'un second tube à crémaillère coulissant dans le premier.

foyer conjugué de l'infini sur l'écran. Le coefficient de transmission t de cette lentille diffère généralement très peu de 0,90. On obtient, par ce procédé, un facteur d'affaiblissement qui donne facilement le millième ou le dix-millième.

On observe par le photomètre le verre diffusant de l'affaiblisseur comme celui qui constitue la bonnette ordinaire; on peut d'ailleurs employer ce dernier dans le dispositif d'affaiblissement en le vissant sur lui; alors $\beta'_t = \beta_t$.

Le même dispositif, dans lequel on place derrière le diaphragme non pas une lentille, mais un second écran diffusant dont on connaît le facteur de brillance β''_t, réalise un affaiblisseur d'éclairement dont le coefficient d'affaiblissement dans les mesures d'éclairement (constante a) correspond à une constante a' donnée par l'équation suivante :

$$E' = \frac{s}{z^2}\beta''_t E = an'.$$

D'où l'on déduit une nouvelle constante a', de même forme que c' :

$$a' = \frac{E}{n'} = \frac{z^2 a}{s\beta''_t}.$$

Conclusion. — On voit par ce qui précède que la considération des étalons secondaires de brillance et du facteur de brillance permet de développer beaucoup la mesure directe de la brillance, enfin d'éviter l'emploi d'unités extraordinaires en photométrie, et d'augmenter la variété des mesures que peut réaliser un photomètre portatif.

GÉOGRAPHIE BOTANIQUE. — *La végétation et la flore du Hoggar.* Note (1) de M. René Maire.

Les montagnes du Hoggar (Sahara central) n'avaient jusqu'ici été étudiées par aucun botaniste, bien que divers explorateurs en eussent rapporté de nombreuses plantes. Au cours de la mission organisée par M. P. Bordes, gouverneur général de l'Algérie, nous avons pu étudier la végétation et la flore de ce massif montagneux dans des conditions exceptionnellement favorables par suite des pluies abondantes de l'hiver 1927-1928.

On peut distinguer dans les montagnes du Hoggar trois étages de végétation. Le premier va de la plaine à 1700-1800^m d'altitude; il est caractérisé : 1° par l'absence presque absolue de végétation permanente en dehors des

(1) Séance du 4 juin 1928.

fonds de ravins et de vallées, des zones d'épandage et des pieds de dunes; 2° par la dominance, dans les trois premières de ces stations, d'une association à *Acacia* (¹) et *Panicum turgidum*; 3° par la présence de nombreux types soudano-éthiopiens (*Balanites*, *Maerua*, *Calotropis*, *Salvadora*, *Ficus*, *Tephrosia*, *Aerva*, *Abutilon*, *Trichodesma*, *Solenostemma*, *Leptadenia*, etc.), mélangés à des espèces sahariennes d'affinités méditerranéennes; 4° par la fréquence, au niveau des points d'eau, de types tropicaux (*Typha elephantina*, *Erigeron Bovei*). Nous appelons cet étage l'étage tropical.

Le second étage s'étend de 1700-1800^m à 2300-2400^m; il est caractérisé : 1° par la présence, en dehors des stations plus ou moins aquifères énumérées plus haut, d'une végétation permanente très raréfiée, où domine une Salsolacée encore indéterminée ayant le port du *Haloxylon Schmidtianum*; 2° par la disparition, dans les vallées, de l'association à *Acacia-Panicum*, remplacée par une association à *Pituranthos scoparius* et *Artemisia campestris*; 3° par la disparition de la plupart des types soudano-éthiopiens et l'apparition de types méditerranéens ou d'affinités méditerranéennes, qui se présentent comme des reliques (²); 4° par l'apparition, dans les rochers, de quelques chasmophytes permanents (*Cheilanthes*, *Satureia*, *Oryzopsis*, types méditerranéens; deux espèces de *Caralluma*, types succulents d'affinités soudanaises); 5° par la disparition, dans les stations humides, du *Typha elephantina* et de l'*Erigeron Bovei*. Nous nommons cet étage l'étage méditerranéen inférieur.

Le troisième étage s'étend de 2300-2400^m aux plus hauts sommets (3000^m); il est caractérisé : 1° par la disparition complète de tout élément soudano-éthiopien, de sorte que la flore y devient purement méditerranéenne; 2° par la présence, en dehors des stations aquifères, d'une végétation permanente constituée par une steppe à *Artemisia* (³) et *Santolina*, rappelant les steppes des Hauts Plateaux algériens; 3° par la présence, sur les rochers escarpés, de quelques chasmophytes (*Ephedra*, *Globularia*, etc.), de quelques Bryophytes et d'assez nombreux Lichens; 4° par la présence de reliques méditerranéennes remarquables (par exemple *Clematis flammula*). Nous nommons cet étage l'étage méditerranéen supérieur.

(¹) *A. tortilis* et *A. seyal*.

(²) Par exemple l'*Olea Laperrinei*, dont nous avons pu trouver les fruits, inconnus jusqu'ici; ces fruits ressemblent à de toutes petites olives, ce qui confirme l'affinité étroite de cet arbre avec l'*O. europæa*.

(³) Cet *Artemisia* est très voisin de l'*A. herba-alba*, s'il ne lui est pas identique. Le *Santolina* est encore indéterminé.

Il y a donc bien, contrairement à ce qu'affirme Diels ([1]), une végétation climatique sur les hautes montagnes du Sahara central; cette végétation n'est pas forestière comme l'avait cru Grisebach ([2]), mais bien steppique.

La présence de cette steppe méditerranéenne sur les hauts sommets montre que leur alimentation en eau est à peu près régulière. S'il n'y a pas de pluies hivernales régulières, il y a tout au moins une nébulosité hivernale et des condensations occultes suffisantes pour entretenir la vie des sous-arbrisseaux qui forment les hautes steppes, et celle des nombreux lichens qui couvrent les rochers aux ubacs.

Les thérophytes, qui se développent après les pluies, diffèrent, eux aussi, suivant les étages de végétation.

Dans l'étage tropical les thérophytes dominants sont *Shouwia purpurea*, *Morettia canescens*, *Aristida plumosa;* ils sont remplacés dans les étages méditerranéens par le *Moricandia arvensis* (*sensu lato*) qui couvre les montagnes noires d'un léger manteau de gaze lilacine.

L'étude de la flore du Hoggar montre qu'elle est formée de reliques tropicales et de reliques méditerranéennes, adaptées, pour la plupart, aux dures conditions actuelles. Beaucoup de ces reliques sont des legs d'un passé à climat plus humide que le climat actuel; les études botaniques amènent, sur ce point, à des conclusions concordant avec celles que l'on peut tirer des données géologiques, géographiques et zoologiques.

M. **Charles Moureu**, en présentant à l'Académie ([3]) la neuvième édition, qui vient de paraître, de ses *Notions fondamentales de Chimie organique*, s'exprime en ces termes :

Dans la présente édition, non seulement les différentes parties ont été tenues au courant des derniers progrès de la Science, mais il m'a semblé que le moment était venu d'y ajouter quelques chapitres.

Un aperçu rapide sur les matières colorantes, qui figurait déjà dans la cinquième édition, ayant été particulièrement apprécié, j'ai tenté le même effort pour d'autres branches de la Chimie appliquée.

La Chimie des matières odorantes s'est considérablement développée au cours du dernier demi-siècle. La composition de la plupart des huiles essen-

---

([1]) *Beibl. z. Botan. Jahrbüchern*, nº 120, 1917, p. 135.

([2]) *Die Vegetation der Erde*, II, p. 79.

([3]) Séance du 11 juin 1928.

tielles a fait l'objet de recherches approfondies, et une multitude d'espèces odorantes artificielles ont vu le jour. Tout un corps de doctrine se trouve ainsi constitué sur l'odeur dans ses relations avec la structure chimique. J'ai essayé de donner une vue d'ensemble satisfaisante de ce sujet très délicat.

Beaucoup moins avancée, par contre, est la Chimie de la saveur. J'ai néanmoins tenu, pour mieux marquer la lacune, à résumer sur cette question le peu que nous savons.

On sait toute l'importance qu'a prise la médication chimique dans l'art de guérir. On a préparé de toutes pièces une infinité de molécules médicamenteuses, semblables ou supérieures aux principes, extraits des êtres vivants, et nos connaissances sur les rapports entre leur constitution et leurs effets sur l'organisme sont déjà fort étendues. Un long chapitre a été consacré à ce domaine.

Un dernier chapitre a trait aux matières explosives, dont l'intérêt, sans parler du point de vue militaire, est considérable dans les travaux de l'art de l'ingénieur.

Il est superflu d'ajouter que, conformément au titre même de ces *Notions fondamentales*, les nouveaux exposés ont été conçus dans un esprit très général. Je me suis attaché surtout à présenter des faits précis reliés par des idées simples et nettes, de manière à éveiller la curiosité, à provoquer des réflexions, à stimuler l'imagination.

J'ai fait appel aux conseils de savants spécialement qualifiés, principalement de MM. Ernest Fourneau, André Wahl, Raymond Delange, Henri Muraour. Qu'ils reçoivent ici tous mes remercîments.

ÉLECTIONS.

L'Académie procède par la voie du scrutin à l'élection d'un membre de la Section de Botanique en remplacement de M. *L. Guignard* décédé.

Au premier tour de scrutin, le nombre des votants étant 55,

M. Louis Blaringhem	obtient.......	21 suffrages
M. Paul Guérin	»	16 »
M. Alexandre Guilliermond	»	12 »
M. Auguste Chevalier	»	6 »

Au second tour de scrutin, le nombre de votants étant 56,

M. Louis Blaringhem	obtient........	38	suffrages
M. Alexandre Guilliermond	»	9	»
M. Paul Guérin	»	7	»
M. Auguste Chevalier	»	2	»

M. **Louis Blaringhem**, ayant réuni la majorité absolue des suffrages, est proclamé élu.

Son élection sera soumise à l'approbation de M. le Président de la République.

NOMINATIONS.

MM. **Émile Picard**, **Lallemand**, **Ferrié** sont délégués près du *Conseil international de Recherches* pour la session qui se tiendra à Bruxelles les 13 et 14 juillet prochains.

M. **Lejay** est adjoint à la délégation française à la troisième Assemblée générale de l'*Union astronomique internationale*, qui se tiendra à Leyde du 5 au 13 juillet 1928.

CORRESPONDANCE.

M. le **Ministre de la Guerre** prie l'Académie de lui désigner deux de ses Membres qui occuperont dans le *Conseil de perfectionnement de l'École Polytechnique* les places qui vont être vacantes par l'expiration des pouvoirs de MM. *H. Deslandres* et *H. Le Chatelier*, rééligibles.

THÉORIE DES NOMBRES. — *La détermination de la totalité des nombres représentables par une forme quadratique positive quaternaire.* Note (¹) de M. **W.-A. Tartakowsky**, transmise par M. Hadamard.

Comme dans les Notes précédentes, la question se ramène à la détermination de la borne inférieure de $\chi_p(F_1\nu)$ et de $\gamma(F_1\nu)$, ou, en vertu

(¹) Séance du 21 mai 1928.

de $\prod\limits_{p/2\Delta(F)} \chi_p(F_1\nu)$,

$$\prod_{p/2\Delta F} \chi_p(F_1\nu) > \frac{C}{\log\log\nu}.$$

Soit la forme $F \simeq \overline{F} = f(x_1x_2x_3x_4) + p^{\lambda(p)}\psi(x_1x_2x_3x_4)$, où $f(x_1x_2x_3x_4)$ est le reste principal, module $p^{\lambda(p)}$, de la classe des formes équivalentes à F et $p/2\Delta(F)$. Nous ferons l'égalisation de telle sorte qu'aucun des coefficients des carrés ne soit plus divisible par p^2. Si ni l'égalisée F′ ainsi obtenue, ni la seconde forme égalisée de F″ (égalisée de F′) ne représentent régulièrement le nombre zéro module $p^{\delta(p)}$, nous dirons que le nombre p est un nombre premier abaissant. Pour les p abaissants impairs, les formes égalisées s'écriront ainsi :

$$\begin{aligned} F' &= f_1(x_1x_2) + p\,f_2(x_3x_4) + p^{\lambda(p)-\mu(p)}\psi_1(x_1x_2x_3x_4) \\ F'' &= f_2(x_3x_4) + p\,f_1(x_1x_2) + p^{\delta(p)}\psi_0(x_1x_2x_3x_4) \end{aligned} \qquad \left(\frac{-\Delta(f_1)}{p}\right) = \left(\frac{-\Delta(f_2)}{p}\right).$$

Pour $p = 2$ abaissant, nous ne considérons qu'une forme égalisée, la seconde. Le produit $\mathfrak{P}_0$ de tous les nombres abaissants est un diviseur de $2\Delta(F)$. On dira que le nombre ν est de la catégorie $(\mathfrak{P})$ (avec $\mathfrak{P} \mid \mathfrak{P}_0 \mid$), s'il est de la forme $\nu = \nu_{\mathfrak{P}}(\beta)\overline{\mathfrak{P}}(\beta) = \nu_{\mathfrak{P}}(\beta)\prod\limits_{i=1}^{k} p_i^{\mu(p_i)+2\alpha_i(\nu)+\beta_i(\nu)}$, où $\alpha_i(\nu) > 0$; $\beta_i(\nu) = 0, 1$ pour $p_i > 2$ et $\beta_i(\nu) = 1$ pour $p = 2$. $\nu_{\mathfrak{P}}(\beta)$ est premier avec les p_i ($\mathfrak{P} = p_1p_2\ldots p_k$) si $p_i > 2$ est divisible par 2 ou 4 si $p = 2$. Les exposants des puissances les plus élevées des nombres premiers p, diviseurs de $\frac{\mathfrak{P}_0}{\mathfrak{P}}$, qui divisent $\nu_{\mathfrak{P}}(\beta)$, ne surpassent pas $\mu(p) + \delta(p)$. Le nombre $\nu_{\mathfrak{P}}(\beta)$ est donc de la catégorie (1).

On a ainsi, au plus, 2^k formes égalisées $F_{\mathfrak{P}}(x_1x_2x_3x_4;\, \beta_1\beta_2\ldots\beta_k) = F_{\mathfrak{P}}(x/\beta)$. Le pivot de la démonstration est le fait que les nombres (premiers avec $\mathfrak{P}$) qui sont de la catégorie (1) pour F par rapport à la forme $F_{\mathfrak{P}}(x/\beta)$. La totalité des nombres représentables par F est déterminée par le théorème :

La condition pour qu'un nombre ν de la catégorie (1) et supérieur à une constante N (fonction des coefficients de F) soit représentable par $F(x_1x_2x_3x_4)$, est qu'il le soit module d, soit

$$(1) \quad \nu = dx + m_l\left(x \geqq \frac{N}{d}\right), \qquad 0 \leqq m_l < d, \qquad m_l \equiv E(h_1h_2h_3h_4) \pmod{d}.$$

La condition nécessaire et suffisante pour qu'un nombre $\nu = \nu_{\mathfrak{P}}(\beta)\overline{\mathfrak{P}}(\beta)$ de

la catégorie $\mathfrak{L}$ *soit représentable par la forme* F *lorsque* $\nu_{\mathfrak{L}}(\beta) > L_{\mathfrak{L}}(\beta)$ [$L_{\mathfrak{L}}(\beta)$ *se calculant aussi à l'aide des coefficients de* F] *est que* $\nu_{\mathfrak{L}}(\beta)$ *soit représentable par la forme* $F_{\mathfrak{L}}(x/\beta)$, *c'est-à-dire qu'il soit représentable par cette forme, module* $d_{\mathfrak{L}}(\beta) = d\prod_{i=1}^{K} p_i^{-\mu(p_i)-\beta_i}$, *ou, ce qui revient au même, que* ν *soit de la forme*

$$(2)\qquad \nu = \prod_{i=1}^{K} p_i^{\mu(p_i)+2\alpha(\nu)+\beta_i(\nu)}\left[d_{\mathfrak{L}}(\beta)x+\mu_i(\beta)\right], \qquad \left(x \geqq \frac{N}{d_{\mathfrak{L}}(\beta)}\right),$$
$$0 \leqq \mu_i(\beta) < d_{\mathfrak{L}}(\beta), \qquad \mu_i \equiv F_{\mathfrak{L}}(h/\beta) \quad [\bmod d_{\mathfrak{L}}(\beta)].$$

Soient enfin $M_i(\mathfrak{L}/\beta)$ *les nombres plus petits que* $L_{\mathfrak{L}}(\beta)$ *et représentables par la forme* $F_{\mathfrak{L}}(x/\beta)$. *La condition nécessaire et suffisante pour que le nombre de la catégorie* ($\mathfrak{L}$) *pour lequel* $\nu_{\mathfrak{L}}(\beta) \leqq L_{\mathfrak{L}}(\beta)$ *soit représentable par la forme* F *est qu'il soit de la forme*

$$(3)\qquad \nu = M_i(\mathfrak{L}/\beta)\prod_{i=1}^{K} p_i^{\mu(p_i)+2\alpha_i(\nu)+\beta_i(\nu)} \quad (^1).$$

On voit que, dans le cas où il n'existe pas de nombres abaissants pour la forme F, la totalité des nombres représentables par la forme quaternaire constitue (en y supprimant les nombres ne surpassant pas N) un système fini de progressions, comme dans le cas où le nombre des variables est plus grand que quatre. Mais, s'il existe des nombres abaissants, cela n'a pas lieu en général. L'ensemble des nombres $M_i(\mathfrak{L}/\beta)$ pouvant ne pas épuiser la totalité des nombres des progressions (2) qui ne surpassent $L_{\mathfrak{L}}(\beta)$, il existe des formes pour lesquelles la totalité des nombres représentables ne se distribue même pas dans un nombre infini de progressions infinies.

Si $s \geqq 5$ *ou si* $s = 4$, *mais qu'il n'existe pas de nombres abaissants, alors, à partir d'un certain nombre* N, *toutes les formes du genre représentent les mêmes nombres; si* $s = 4$, *il existe des formes* (*ayant des nombres abaissants*) *qui représentent des ensembles infinis de nombres non représentables par d'autres formes du même genre*, par exemple la forme $x_1^2 + x_2^2 + x_3^2 + 4/x_4^2$ ne repré-

---

(1) On peut faire correspondre au nombre $\mathfrak{L}$ une seule forme $F_{\mathfrak{L}} = F_{\mathfrak{L}}(x/0)$. On a alors $d_{\mathfrak{L}} = d_{\mathfrak{L}}(0)$ et le résultat est analogue. Mais le calcul effectif des progressions (2) nous ramènera aux formes $F_{\mathfrak{L}}(x/\beta)$.

sente pas les nombres 7.2^n et la forme $x_1^2+x_2^2+5x_3^2+9x_4^2-4x_3x_4$ du même genre les représente.

Notre solution est précise au point de donner celle du problème suivant :

Savoir, au moyen d'un nombre fini d'opérations, si les totalités des nombres représentables par les formes $F_1(x_1\ldots x_{s_1})$ *et* $F_2(x_1\ldots x_{s_2})$ $(s_1 \geqq 4$ *et* $s_2 \geqq 4)$ *coïncident ou non.*

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Sur les courbes binomiales.* Note de Mlle **Sophie Piccard** et M. **D. Mirimanoff**, présentée par M. Hadamard.

Nous entendons par courbes binomiales les courbes définies par une équation de la forme

$$y=\frac{s!}{\Gamma(x+1)\Gamma(s-x+1)}p^x q^{s-x},$$

p et q étant deux nombres positifs liés par la relation $p+q=1$ et s un nombre entier positif ou nul.

La fonction y admet pour zéros simples les points $x=s+k$ et $x=-k$, k étant un nombre positif quelconque. Ces zéros déterminent sur l'axe des x une suite infinie d'intervalles : l'intervalle central $(-1, s+1)$, le long duquel y est positive, et une infinité d'intervalles de longueur 1, sur lesquels y est alternativement négative et positive.

L'un de nous a montré récemment (¹) que la différence $\int_{-1}^{s+1} y\,dx-1$ tend plus rapidement vers zéro que n'importe quelle puissance de $\frac{1}{s}$, lorsque s augmente indéfiniment : d'une manière plus précise, on a, quel que soit i,

$$(1) \qquad \int_{-1}^{s+1} y\,dx-1=o\left(\frac{1}{s^i}\right),$$

o étant le second symbole de M. Landau.

Introduisons l'écart $l=x-sp$. Posons $l=s^k$, l'exposant k étant un nombre positif vérifiant l'inégalité $\frac{1}{2}<k<1$. On peut montrer qu'on a

(¹) *L'Enseignement mathématique*, **26**, 1927, p. 287.

encore

$$\int_{-\lambda}^{\lambda} y\,dl - 1 = o\left(\frac{1}{s^i}\right). \tag{2}$$

Posons $\sigma\sqrt{spq}$, $t = \frac{l}{\sigma\sqrt{2}}$. En partant de l'expression de y donnée dans une Note précédente [1], nous avons cherché à développer y suivant les puissances croissantes de $\frac{1}{\sigma}$. On peut écrire

$$y = \frac{e^{-t^2}}{\sigma\sqrt{2\pi}}\left(1 + \frac{P_1(t)}{\sigma} + \ldots + \frac{P_n(t)}{\sigma^n} + \frac{E_n}{\sigma^{n+1}}\right), \tag{3}$$

les coefficients $P_j(t)$ étant des polynomes en t. Posons $\tau = \frac{l}{\sigma\sqrt{2}}$. Il résulte des propriétés classiques de la formule de Stirling qu'à partir d'un s suffisamment grand et pour tout t dont le module $|t|$ ne dépasse pas τ, E_n vérifie une inégalité de la forme

$$|E_n| < e^{\frac{t^2}{2}} Q(|t|), \tag{4}$$

où $Q(|t|)$ est un polynome en $|t|$ dont les coefficients, qui sont des nombres positifs ou nuls, et le degré ne dépendent pas de s. Nous allons montrer qu'on a, quel que soit n,

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-t^2} P_n(t)\,dt = 0. \tag{5}$$

Supposons, en effet, que cette propriété soit vraie des $n-1$ premiers polynomes $P_1, P_2, \ldots, P_{n-1}$. Multiplions l'égalité (3) par $\sigma^n\,dl$ et intégrons entre $-\lambda$ et $+\lambda$. Il vient

$$\sigma^n \int_{-\lambda}^{\lambda} y\,dl = \frac{\sigma^n}{\sqrt{\pi}} \int_{-\tau}^{\tau} e^{-t^2}\,dt + \frac{\sigma^{n-1}}{\sqrt{\pi}} \int_{-\tau}^{\tau} e^{-t^2} P_1(t)\,dt + \ldots$$
$$+ \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\tau}^{\tau} e^{-t^2} P_n(t)\,dt + \frac{1}{\sigma\sqrt{\pi}} \int_{-\tau}^{\tau} e^{-t^2} E_n\,dt.$$

Comme $\frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\tau}^{\tau} e^{-t^2}\,dt - 1 = o\left(\frac{1}{s^i}\right)$ et que $\int_{-\tau}^{\tau} e^{-t^2} E_n\,dt$ est, en vertu de (4), bornée à partir d'un s suffisamment grand et que, d'autre part en vertu de notre hypothèse, les $\frac{\sigma^{n-j}}{\sqrt{\pi}} \int_{-\tau}^{\tau} e^{-t^2} P_j(t)\,dt$ tendent vers zéro pour $j = 1, 2, \ldots,$

---

(1) *Comptes rendus*, 185, 1927, p. 827.

$n-1$, il en résulte que

$$\lim \int_{-\tau}^{\tau} e^{-t^2} P_n(t)\, dt = 0$$

lorsque $s \to \infty$.

La propriété (5) des polynomes $P_j(t)$ permet d'approfondir l'étude du développement (3).

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Sur la théorie des jeux.* Note [1] de M. **J. v. Neumann**, présentée par M. Émile Borel.

I. Dans son Livre *Éléments du calcul des probabilités* (Hermann, Paris, 1924, 3e édition), ainsi que dans plusieurs Notes dans les *Comptes rendus*, (184, 10 janvier 1927, p. 52-55 : *Sur les systèmes linéaires à déterminant symétrique gauche et la théorie du jeu*), M. E. Borel traite le problème suivant : « Deux joueurs, I et II, jouent un jeu, qui consiste du choix d'un nombre x exécuté par I et du choix d'un nombre y exécuté par II; le choix de x devant se faire entre les nombres 1, 2, ..., M et celui de y entre les nombres 1, 2, ..., N. Chacun est obligé de faire son choix sans connaître celui de l'autre, et si I et II ont choisi respectivement x, y, II doit verser à I la somme a_{xy} ($a_{xy} \gtreqless 0$); le déterminant

$$|a_{xy}| \qquad (x=1,\, 2,\, \ldots,\, M; \quad y=1,\, 2,\, \ldots,\, N)$$

est donc caractéristique pour le jeu, c'est la règle du jeu. Quelle est la meilleure façon de jouer pour I et pour II ? » En particulier, M. Borel admet que le jeu soit juste, c'est-à-dire que I et II y aient le même rôle; ce qui siguifie évidemment $M = N$, $a_{xy} = -a_{yx}$ (c'est-à-dire que le déterminant $|a_{xy}|$ est symétrique gauche).

M'étant occupé indépendamment avec le même problème (un peu généralisé) et ayant obtenu, entre autres, un résultat qui donne une réponse affirmative à la question principale (et non résolue) que pose M. Borel, je me permets de revenir sur ce problème. La déduction détaillée de mes résultats paraîtra bientôt dans un autre Recueil : *Zur Theorie der Gesellschaftsspiele.*

II. Notons d'abord, que le jeu défini tout à l'heure avec l'aide d'un déterminant $|a_{xy}|$ pourrait paraître bien spécial, mais qu'on peut, en intro-

---

[1] Séance du 14 mai 1928.

duisant la notion de la « tactique du joueur » (voir *loc. cit.*, chez M. Borel ou l'auteur) réduire tout jeu joué par deux personnes à cette forme.

Une remarque plus essentielle est la suivante : La question : « Comment I (resp. II) doit-il jouer, pour s'assurer un gain aussi grand que possible, c'est-à-dire pour rendre a_{xy} aussi grand (resp. petit) que possible ? » n'a pas de sens défini. En effet, comment I (resp. II) peut-il rendre a_{xy} grand (resp. petit), vu qu'il n'a pas la faculté d'en fixer la valeur — il ne détermine que la valeur de x (resp. y), l'indice de ligne (resp. colonne) dans $\{a_{xy}\}$! I et II essayent d'influer a_{xy} en déterminant une ligne resp. une colonne de $\{a_{xy}\}$, et l'un veut rendre a_{xy} grand, l'autre petit — qu'est-ce qui va arriver ? Le vrai problème, c'est de trouver ici une définition exacte et plausible (de l'intérêt de I resp. II), permettant une solution unique.

III. Si I a fait le choix x, il gagnera au moins la somme $\mathrm{Min}_y a_{xy}$; et il ne gagne certainement pas plus, si II connaît sa façon de jouer, s'il choisit l'y le plus avantageux contre cet x. En choisissant x d'une façon convenable, cette somme peut monter au plus à $\mathrm{Max}_x \mathrm{Min}_y a_{xy}$. C'est donc ce que peut gagner I en tous les cas (indépendamment de ce que fait II !) — et il ne gagnera certainement pas plus, si II connaît sa façon de jouer, si II est le plus perspicace. De la même façon on voit encore : II peut empêcher (indépendamment de ce que fait I !) que I gagne plus que $\mathrm{Min}_y \mathrm{Max}_x a_{xy}$ — mais I peut gagner cette somme, si c'est lui qui connaît la façon de jouer de II, si c'est lui qui est le plus perspicace.

On voit aisément

$$\mathrm{Max}_x \mathrm{Min}_y a_{xy} \leqq \mathrm{Min}_y \mathrm{Max}_x a_{xy}.$$

Si le signe $=$ a lieu, tout est clair : la valeur commune donne la somme, que I doit et peut gagner ; II ne peut pas empêcher qu'il l'obtienne, mais il peut empêcher qu'il la dépasse. On voit aussi facilement de quelle façon I et II doivent jouer pour cette raison. Mais en général le signe $<$ a lieu, comme les exemples

$$\left\{\begin{matrix} 1 & -1 \\ -1 & 1 \end{matrix}\right\} \quad \text{et} \quad \left\{\begin{matrix} 0 & -1 & 1 \\ 1 & 0 & -1 \\ -1 & 1 & 0 \end{matrix}\right\}$$

(pour $\{a_{xy}\}$) le montrent (le dernier de ces exemples est le jeu « morra »). Donc notre raisonnement est sans valeur en général, et nous devons en trouver un autre.

IV. On peut essayer la méthode suivante (voir *loc. cit.*, M. Borel

ou l'auteur) : I ne doit pas choisir l'un des nombres 1, 2, ..., M; il est seulement obligé de fixer M probabilités $\alpha_1, \alpha_2, \ldots, \alpha_M$ (tous $\geqq 0$, $\alpha_1+\alpha_2+\ldots+\alpha_M=1$), et de choisir $x=1, 2, \ldots, M$ resp. avec ces probabilités. De même II ne choisira pas $y=1, 2, \ldots, N$, mais des probabilités $\beta_1, \beta_2, \ldots, \beta_N$ (tous $\geqq 0$, $\beta_1+\beta_2+\ldots+\beta_N=1$) pour ces éventualités.

Si I resp. II ont choisi α resp. β (abréviations pour $\alpha_1, \alpha_2, \ldots, \alpha_M$ resp. $\beta_1, \beta_2, \ldots, \beta_N$), la valeur probable du gain de I est

$$g(\alpha\beta)=\sum_{x=1}^{M}\sum_{y=1}^{N} a_{xy}\,\alpha_x\,\beta_y.$$

[Donc $g(\alpha\beta)$ est une forme bilinéaire de α, β]. Nous pouvons répéter avec $g(\alpha\beta)$ les raisonnements du paragraphe III faits avec a_{xy}. Donc il sera d'une extrême importance de savoir si

$$\mathrm{Max}_\alpha\,\mathrm{Min}_\beta\, g(\alpha\beta)=\mathrm{Min}_\beta\,\mathrm{Max}_\alpha\, g(\alpha\beta)$$

a toujours lieu ou non, le problème du jeu de deux personnes étant résolu au premier cas.

V. M. Borel a formulé (*loc. cit.*) l'hypothèse que $\mathrm{Max}_\alpha\,\mathrm{Min}_\beta=\mathrm{Min}_\beta\,\mathrm{Max}_\alpha$ a lieu pour tous les a_{xy} [et $g(\alpha\beta)$], si le jeu est juste, c'est-à-dire pour $a_{xy}=-a_{yx}$ [et $g(\alpha\beta)=-g(\beta\alpha)$]; mais il ne l'a prouvé que pour quelques cas spéciaux ($M, N \leqq 5$) (¹). L'auteur a pu prouver (voir le Mémoire cité dans les *Math. Ann.*) $\mathrm{Max}_\alpha\,\mathrm{Min}_\beta=\mathrm{Min}_\beta\,\mathrm{Max}_\alpha$ pour tous les systèmes a_{xy}, sans restrictions. Ce théorème résout le problème du jeu de 2 personnes dans sa forme la plus générale (voir § II).

VI. Pour plus que 2 joueurs de nouvelles difficultés surgissent. L'auteur a pu résoudre le problème du jeu de 3 personnes.

GÉOMÉTRIE INFINITÉSIMALE. — *Sur les coefficients de Ricci.* Note (²) de M. V. **Hlavatý**.

Imaginons dans une variété de Riemann V_m, n congruences orthogonales, linéairement indépendantes et désignons par $\underset{k}{e}^\nu=\frac{dx^\nu}{ds_k}$ $(k=1, \ldots, n)$ le vec-

---

(¹) (On voit aisément que, pour $a_{xy}=-a_{yx}$, la valeur commune de $\mathrm{Max}_\alpha\,\mathrm{Min}_\beta$ et $\mathrm{Min}_\beta\,\mathrm{Max}_\alpha$ ne peut être autre que O.)

(²) Séance du 11 mai 1928.

teur unitaire tangent de la $k^{\text{ième}}$ congruence. La connexion de V_n peut être définie au moyen des coefficients $\gamma_{hik} = -\gamma_{ihk}$ de Ricci, relatifs aux congruences mentionnées

$$\underset{ih}{\delta e^\nu} = ds_i \sum_{1}^{n} {}_k \gamma_{hki} \underset{k}{e^\nu} \qquad (i, h = 1, \ldots, n),$$

où $\underset{i}{\delta}$ désigne le symbole de la différentielle covariante de V_n dans la direction de $\underset{i}{e^\nu}$. Comme on le sait (1), le coefficient γ_{hki} est la rapidité de la variation de $\cos \widehat{\underset{h}{e}\underset{k}{e}}$ pendant le transport par parallélisme de $\underset{k}{e^\nu}$ le long de $\underset{i}{e^\nu}$, si $\underset{h}{e^\nu}$ subit le transport $\underset{h}{e^\nu} + \underset{i}{e^\lambda} \left(\frac{\partial}{\partial x^\lambda} \underset{n}{e^\nu}\right) ds_i$.

Dans ce qui suit, nous allons indiquer une interprétation géométrique de γ_{hki} pour $n = 3$, en utilisant la notion de la variété non holonome V_3^2, développée par M. Vranceanu (2) et M. Schouten (3). Ce problème résolu, nous l'appliquerons à une variété non holonome à $n-1$ dimensions V_n^{n-1} dans V_n.

1. $n = 3$. Les congruences $\underset{a}{e^\nu}$, $\underset{b}{e^\nu} (a \neq b)$ définissent en général une variété non holonome V_3^2 dans V_3 et l'on peut écrire

$$\underset{b\,a}{\delta e^\nu} = ds_b \Sigma_c \gamma_{acb} \underset{c}{e^\nu} + ds_b \gamma_{afb} \underset{f}{e^\nu},$$

où l'index c parcourt les valeurs a, b et $f \neq a, b$. La somme à droite définit la connexion de V_3^2. En désignant par δ' le symbole de sa différentielle covariante, on a

$$\underset{b\,a}{\delta e^\nu} = \underset{b}{\delta'} \underset{a}{e^\nu} + ds^b \gamma_{afb} \underset{f}{e^\nu}.$$

Déplaçons maintenant le vecteur $\underset{a}{e^\nu}$ *parallèlement dans* V_3^2 dans la direction de $\underset{b}{e^\nu} ds_b$. Dans ce cas on a $\delta' \underset{a}{e^\nu} = 0$ et le vecteur résultant est

$$\underset{a}{\mathcal{E}^\nu} = \underset{a}{e^\nu} + \underset{b\,a}{\delta e^\nu} = \underset{a}{e^\nu} + ds_b \gamma_{afb} \underset{f}{e^\nu}.$$

---

(1) Levi-Civita, *Lezioni di calcolo differenziale assoluto*, Roma, 1925, p. 287.

(2) Voir par exemple Vranceanu, *Sur les espaces non holonomes* (*Comptes rendus*, 183, 1927, p. 852-854); *Sur le calcul différentiel absolu pour les variétés non holonomes Ibid.*, p. 1083-1085).

(3) J.-A. Schouten, *Over niet holonome overbrenging* (*K. Ak. van Wet.*, Amsterdam, 37, II, 1928, p. 228-236).

L'angle $d\varphi_a$ de $\underset{a}{e}^\nu$ et $\underset{a}{\mathcal{E}}^\nu$ mesuré dans V_3 est défini comme suit :

$$\cos d\varphi_a = \frac{\underset{a}{e}^\nu \underset{a}{\mathcal{E}}_\nu}{\sqrt{\underset{a}{\mathcal{E}}^\nu \underset{a}{\mathcal{E}}_\nu}} = \frac{1}{\sqrt{1+(ds_b\gamma_{afb})^2}},$$

d'où la formule approchée

$$\boxed{\frac{d\varphi_a}{ds_b} = \gamma_{afb} = -\gamma_{fab}} \qquad (a,\ b,\ f = 1,\ 2,\ 3;\ a \neq b;\ f \neq a,\ b),$$

qui interprète les coefficients en cas de $n = 3$: *Le coefficient γ_{afb} est le rapport de l'angle $d\varphi_a$ des vecteurs $\underset{a}{e}^\nu$ et $\underset{a}{\mathcal{E}}^\nu$, mesuré dans V_3, à l'élément ds_b. Le vecteur $\underset{a}{\mathcal{E}}^\nu$ se déduit de $\underset{a}{e}^\nu$ en déplaçant celui-ci parallèlement dans V_3^2 le long de $\underset{b}{e}^\nu ds_b$.*

2. $n \geq 3$. Imaginons une variété non holonome V_n^{n-1} définie dans V_n par des congruences orthogonales $\underset{1}{e}^\nu, \ldots, \underset{n-1}{e}^\nu$. On a donc $\gamma_{nab} - \gamma_{nba} \neq 0$ comme condition nécessaire et suffisante pour que V_n^{n-1} ne soit pas holonome. En introduisant avec M. Schouten (¹) l'affineur $H_{\mu\lambda}^{\cdot\cdot\cdot\nu}$

$$H_{\mu\lambda}^{\cdot\cdot\cdot\nu} = -\sum_{a,b}^{1 \ldots n-1} \gamma_{nab}\, \underset{b}{e}_\mu \underset{a}{e}_\lambda \underset{n}{e}^\nu,$$

on en peut construire l'affineur

$$K_{\mu\lambda}^{\cdot\cdot\cdot\nu} = H_{\mu\lambda}^{\cdot\cdot\cdot\nu} - H_{\lambda\mu}^{\cdot\cdot\cdot\nu}$$

et la condition mentionnée plus haut est équivalente à $K_{\mu\lambda}^{\cdot\cdot\cdot\nu} \neq 0$. Dans ce qui suit nous allons indiquer une interprétation géométrique de $K_{\mu\lambda}^{\cdot\cdot\cdot\nu}$.

Si l'on déplace le vecteur $\underset{a}{e}^\nu$ $(a,\ b = 1,\ \ldots,\ n-1)$ parallèlement *dans* V_n^{n-1} le long de $\underset{b}{e}^\nu ds_b$, on obtient le vecteur $\underset{a}{\mathcal{E}}^\nu$. En désignant par $d\varphi_a$ l'angle de $\underset{a}{e}^\nu$ et $\underset{a}{\mathcal{E}}^\nu$, *mesuré dans* V_n, on obtient, par le procédé analogue à celui que nous venons d'employer pour V_3^2 dans V_3,

$$\frac{d\varphi_a}{ds_b} = -\gamma_{nab}.$$

L'affineur $H_{\mu\lambda}^{\cdot\cdot\cdot\nu}$ peut donc s'écrire

$$H_{\mu\lambda}^{\cdot\cdot\cdot\nu} = \sum_{a,b}^{1 \ldots n-1} \frac{d\varphi_a}{ds_b} \underset{b}{e}_\mu \underset{a}{e}_\lambda \underset{n}{e}^\nu \qquad (a,\ b = 1,\ \ldots,\ n-1)$$

(¹) *Loc. cit.*

et $K_{\mu\lambda}^{\cdot\cdot\cdot\nu}$ est de la forme

$$\boxed{K_{\mu\lambda}^{\cdot\cdot\cdot\nu}=\sum_{a,b}^{n-1}\left(\frac{d\varphi_a}{ds_b}-\frac{d\varphi_b}{ds_a}\right)\underset{b}{e_\mu}\underset{a}{e_\lambda}\underset{n}{e^\nu}} \qquad (a, b=1, \ldots, n-1)$$

Il s'ensuit l'énoncé suivant : *La condition nécessaire et suffisante pour que notre variété V_n^{n-1} se réduise à une variété holonome est*

$$\frac{d\varphi_b}{ds_a}=\frac{d\varphi_a}{ds_b} \qquad (a, b=1, \ldots, n-1).$$

GÉOMÉTRIE INFINITÉSIMALE. — *Sur les systèmes conjugués permanents dans la déformation d'une surface.* Note de M. **Marcel Vasseur**, présentée par M. Goursat.

1. Je rappelle une propriété classique (Darboux, *Théorie des Surfaces*, 4, p. 120-123); soient deux surfaces applicables S, S′ rapportées à leur réseau conjugué commun (u, v), les points $m(x, y, z)$, $m'(x', y', z')$ correspondants de S et S′; on sait que $x, y, z, x', y', z', x^2+y^2+z^2-x'^2-y'^2-z'^2$ sont sept solutions de l'équation

$$(1) \qquad \frac{\partial^2\theta}{\partial u\,\partial v}-\begin{Bmatrix}12\\1\end{Bmatrix}\frac{\partial\theta}{\partial u}-\begin{Bmatrix}12\\2\end{Bmatrix}\frac{\partial\theta}{\partial v}=0.$$

La seconde nappe Σ de la congruence des tangentes aux courbes $v=$ const. de S est le lieu du point

$$(\mathrm{M}) \qquad x-\frac{\partial x}{\partial u}:\begin{Bmatrix}12\\2\end{Bmatrix}, \quad y-\frac{\partial y}{\partial u}:\begin{Bmatrix}12\\2\end{Bmatrix}, \quad z-\frac{\partial z}{\partial u}:\begin{Bmatrix}12\\2\end{Bmatrix},$$

et porte les arêtes de rebroussement des développables $u=$ const. Soit Σ' la surface analogue, relative à S′, lieu du point M′; *les deux développables $u=u_0$ roulent sans glisser l'une sur l'autre quand S′ roule sur S de sorte que le point de contact décrive la courbe u_0 : on a $m\mathrm{M}=m'\mathrm{M}'$.*

On a des propriétés analogues pour les nappes Σ_1, Σ'_1 relatives aux points M_1, M'_1 :

$$(\mathrm{M}_1) \qquad x-\frac{\partial x}{\partial v}:\begin{Bmatrix}12\\1\end{Bmatrix}, \quad y-\frac{\partial y}{\partial v}:\begin{Bmatrix}12\\1\end{Bmatrix}, \quad z-\frac{\partial z}{\partial v}:\begin{Bmatrix}12\\1\end{Bmatrix}.$$

Ceci entraîne une propriété intéressante des surfaces Σ et Σ' : dans une

correspondance ponctuelle quelconque entre deux surfaces, il y a deux familles de courbes à un paramètre dont les longueurs se conservent; *ici pour Σ et Σ' l'une de ces familles est aussi l'une des familles du système conjugué commun et, de plus, sur ces courbes, la courbure est la même aux points correspondants*. Je me propose de revenir sur la réciproque de cette propriété.

Pour ce qui suit je fais remarquer cette conséquence bien simple, mais féconde en résultats, que, si sur S les courbes $u =$ const. sont *coniques* ou *cylindriques*, il en est de même sur S' (il s'agit de courbes de contact de cônes ou cylindres circonscrits à S ou S'); Σ_1 et Σ'_1 se réduisent simultanément à une courbe (à distance finie ou infinie). Si les *deux* systèmes (u, v) sont *cylindriques*, il s'agit de surfaces de translation et les résultats devenus classiques de Peterson ou M. Bianchi nous ont fourni tous les couples de surfaces de translation applicables l'une sur l'autre; M. Gambier a indiqué diverses circonstances nouvelles relatives à l'applicabilité *physique;* dans ce cas les seuls exemples de déformation continue sont les surfaces minima puis les surfaces à profil de translation plans situés dans deux plans rectangulaires.

Pour le système (u) *cylindrique* et (v) *conique*, on obtient le type à déformation continue de Peterson (voir Darboux, *Théorie des Surfaces*, 1, 2ᵉ édition, p. 181-184) puis deux types distincts de *couples isolés*, déterminés par M. Gambier comme application d'un mécanisme transformable constitué par deux courbes (*Journal de Mathématiques*, 9ᵉ série, 1, 1922, p. 19-76).

2. Il reste à traiter le cas de deux systèmes (u), (v) *coniques*. Mlodziejowski a amorcé le sujet (*Mathematische Annalen*, 63, 1907, p. 62-84) sans pouvoir indiquer tous les résultats; Egorov (*Comptes rendus*, 145, 1907, p. 1256) a indiqué une méthode différente que vient de compléter récemment M. Masloff (*Comptes rendus*, 186, 1928, p. 1345). Or une remarque géométrique bien simple ramène le problème précisément encore à la recherche des mécanismes transformables ou déformables, que M. Gambier a tous déterminés dans le Mémoire déjà cité. En effet d'après ce qui a été dit plus haut, Σ et Σ_1 se réduisant à deux courbes; à un point M *arbitraire* de Σ, réuni à un point *arbitraire* M_1 de Σ_1, correspond un point m de S et le triangle mMM_1 est évidemment égal à $m'M'M'_1$ ($\widehat{m} = \widehat{m'}$, $mM = m'M'$, $mM_1 = m'M'_1$), *d'où égalité de* MM_1 *et* $M'M'_1$. La solution de ce problème préliminaire (détermination du mécanisme des deux courbes Σ, Σ_1 *transformable* ou *déformable* en Σ', Σ'_1) déblaie aussitôt la méthode de Mlodziejowski et permet d'obtenir

non seulement les cas de déformation continue, mais encore les couples isolés, point précis que n'ont pu traiter Egorov ni M. Masloff, mais dont Peterson avait déjà fourni des exemples.

Il y a deux cas de mécanismes déformables : l'une des courbes Σ ou Σ_1 est une conique (ou droite), l'autre étant arbitraire, ou bien Σ et Σ_1 sont planes, dans deux plans rectangulaires ; il y a un cas de mécanisme transformable : Σ et Σ_1 sont tracées sur des quadriques homofocales.

J'indiquerai ultérieurement les surfaces S, S' obtenues ; je me contente de faire remarquer que l'exemple donné en fin de la Note de M. Masloff est relatif à deux paraboles focales. M. Gambier a signalé que son problème des mécanismes est identique au problème : déterminer toutes les surfaces dont les lignes de courbure sont sphériques dans les deux systèmes ; les considérations de cette Note permettent de prévoir une explication géométrique de cette coïncidence.

TOPOLOGIE. — *Sur les frontières de domaines connexes dans l'espace à n dimensions.* Note [1] de M. **Paul Alexandroff**, transmise par M. Hadamard.

On ne savait pas jusqu'à présent si la notion de *frontière régulière* [2] (même dans le plan) est topologiquement invariante ; je le démontre (théorème V) pour l'espace E^n à n dimensions. On ne savait non plus (même pour E_3) quelles sont les conditions pour que la somme de deux ensembles, dont aucun ne décompose l'espace, jouisse encore de la même propriété ; une réponse complète est donnée par le théorème VII ; etc.).

1. Soient F un ensemble fermé et

$$(1) \qquad P_1, P_2, \ldots, P_k, \ldots \qquad [P_k = \pi(P_{k+1})]$$

---

[1] Séance du 21 mai 1928.

[2] C'est-à-dire frontière commune des deux (au moins) domaines connexes dont l'un est borné. Une frontière régulière qui est, en outre, frontière commune de tous les domaines qu'elle détermine dans l'espace E^n pourrait être appelée *frontière absolue*. L'invariance des frontières absolues est démontrée pour la première fois pour $n = 2$ par M. Brouwer (*Math. Ann.*, 72, 1912, p. 422), pour n quelconque par l'auteur de la présente Note (*Comptes rendus*, 184, 1927, p. 425).

un spectre projectif (¹) de F. Considérons dans P_k un cycle γ_k^r quelconque (²) à r dimensions; un cycle γ_h^r de P_h ($h > k$) s'appelle *successeur* de... si l'on a

$$\pi_k^h(\gamma_h^r) \sim \gamma_k^r \quad (\text{dans } P_k).$$

Une suite de cycles

$$(2) \qquad \Gamma^r = (\gamma_1^r, \gamma_2^r, \ldots, \gamma_k^r; \ldots)$$

appartenant respectivement à $P_1, P_2, \ldots, P_k, \ldots$ s'appelle un *cycle de* F, si, quel que soit k, γ_{k+1}^r est un successeur de γ_k^r. On pose $\Gamma^r \sim 0$ (dans F), si l'on a (quel que soit k), $\gamma_k^r \sim 0$ (dans P_k). La notion d'homologie une fois introduite, les notions classiques telles que indépendance linéaire, base d'homologies, etc. sont immédiates; le nombre maximal des Γ^r linéairement indépendants ($r^{\text{ième}}$ nombre de Brouwer) sera désigné par $\beta^r(F)$: il est indépendant du choix particulier du spectre projectif de F (³).

2. On peut toujours supposer [en remplaçant éventuellement (2) par une suite partielle] que les ensembles $\widetilde{\gamma}_k^r$ *associés* (⁴) aux cycles γ_k^r convergent [au sens élémentaire (⁵)] vers un sous-ensemble fermé $\widetilde{\Gamma}$ de F, *ensemble associé au cycle* Γ^r; or, Γ^r peut être considéré comme cycle (⁴) de l'ensemble fermé $\widetilde{\Gamma}$; s'il y est ~ 0, nous dirons que Γ^r est *identiquement nul*. On définit d'une façon analogue les ensembles *associés à une homologie donnée* $\Gamma^r \sim 0$: il suffit de considérer les polyèdres K_k^{r+1} ayant γ_k^r pour leurs frontières complètes et de prendre la limite topologique de la suite $K_1^{r+1}, K_2^{r+1}, \ldots, K_k^{r+1}, \ldots$ (supposée convergente). Si Φ est associé à l'homologie $\Gamma^r \sim 0$, tandis qu'aucun vrai sous-ensemble de Φ ne possède plus cette propriété, Φ est dit *membrane irréductible par rapport au cycle* Γ^r; c'est là une généralisation naturelle de la notion de continu irréductible.

3. Soit $B = ({}_1\Gamma^r, {}_2\Gamma^r, \ldots)$ une base d'homologies à r dimensions. Nous dirons que B est une *base singulière*, et notamment que Γ_1^r est son *élément singulier*, si, pour une certaine valeur de k, F est le seul ensemble associé, pour chaque cycle Γ^r vérifiant la condition $\gamma_k^r \sim \sum_{(i)} c_i\, {}_i\Gamma_k$ *avec* $c_1 \neq 0$ (⁶).

(¹) Voir ma Note précédente *Sur l'homéomorphie des ensembles fermés* (*Comptes rendus*, 186, 1928, p. 1340).

(²) Toutes les notions empruntées à la Topologie combinatoire sont comprises au sens des définitions module 2 ; on les trouvera dans un Mémoire de M. Alexander (*Trans. Amer. Math. Soc.*, 28, 1926, p. 301-329).

(³) Ces notions sont au fond équivalentes aux notions analogues que M. Victoris a introduites en généralisant des définitions classiques dues à M. Brouwer (voir Vietoris, *Math. Ann.*, 97, 1927, p. 464).

(⁴) Voir *L'homéomorphie des ensembles fermés* [*Comptes rendus* 186, 1928, p. 1342, note (²)].

(⁵) Hausdorff, *Mengenlehre* (Berlin, 1927), p. 146 (*abgeschlossener Limes*).

(⁶) On a supposé, dans cette définition, qu'il est

$$\Gamma^r = (\gamma_1^r, \gamma_2^r, \ldots, \gamma_k^r, \ldots); \qquad {}_i\Gamma^r = ({}_i\gamma_1^r, {}_i\gamma_2^r, \ldots, {}_i\gamma_k^r, \ldots).$$

4. Ces définitions posées, on a les résultats suivants :

Théorème I (théorème de dualité). — *Soit* F *un ensemble fermé situé dans* E^n; *le* $(n-r-1)^{\text{ième}}$ *nombre de Betti de* $E^n - F$ *est égal à* $\beta^r(F)$ (¹).

Théorème II. — *Si* $\dim F = m$, *tout cycle à r dimensions,* $r > m$, *de* F, *est identiquement nul.*

Corollaire. — *Tout ensemble associé à un* Γ^r *non identiquement nul a une dimension* $\geq r$.

Théorème III. — *Si* Γ^r *est* ~ 0 *sans être identiquement nul, tout ensemble associé à cette homologie est de dimension* $\geq r+1$.

Corollaire. — *Soit* V *une variété fermée à m dimensions située dans un espace quelconque* E; *si l'on déforme la variété* V *de façon à la réduire continûment en un point, l'ensemble engendré par* V *au cours de cette déformation est de dimension* $\geq m+1$.

Théorème IV. — *Tout ensemble associé à une homologie donnée* $\Gamma^r \sim 0$ *contient une membrane irréductible par rapport à* Γ^r.

Théorème V. — *Pour que le continu* F *soit une frontière régulière dans* E^n, *il faut et il suffit qu'il admette une base d'homologies singulières à* $n-1$ *dimensions.*

Théorème VI. — *Si l'on a, pour une frontière régulière* F *dans* E^n, *une décomposition* $F = G' + \Phi + G''$ (Φ *fermé,* G' *et* G'' *ouverts, les trois ensembles sans points communs deux à deux*), *l'ensemble* Φ *contient nécessairement un* Γ^{n-2} *qui est* ~ 0 *dans* $G' + \Phi$ *et dans* $G'' + \Phi$ *sans l'être dans* Φ.

Théorème VII. — *Soient* F' *et* F'' *deux ensembles fermés dans* E^n, F *leur somme,* Φ *leur partie commune; si ni* F' *ni* F'' *ne décompose l'espace, la condition nécessaire et suffisante pour que* F *décompose* E^n *est que* Φ *contient un* Γ^{n-2} *qui est* ~ 0 *dans* F' *et* F'' *sans l'être dans* Φ.

Les théorèmes V-VII sont des cas particuliers de propositions plus générales se rapportant aux *cycles enlacés* avec F (dans $E^n - F$); j'ai démontré tous ces résultats dans un Mémoire actuellement sous presse.

(¹) J'ai démontré ce théorème dans une Note des *Göttinger Nachrichten* (séance du 25 novembre 1927); il résulte aussi d'un énoncé de M. Lefschetz (*Proceed. Nat. Acad. U. S. A.*, 13, 1927, p. 614) dont la démonstration complète est sous presse.

TOPOLOGIE. — *Démonstration élémentaire du théorème de translation dû à M. Brouwer.* Note [1] de M. B. de Kerékjártó, transmise par M. Hadamard.

Le théorème de translation [2] est le suivant :

Soit t une transformation topologique (c'est-à-dire biunivoque et bicontinue) du plan en soi-même sans point invariant et conservant le sens d'orientation. Pour chaque point du plan, on peut construire un domaine de la transformation contenant ce point, ayant pour frontière deux lignes simples et ouvertes (a) et (b) dont (b) est l'image de (a) par t, tel que l'intérieur du domaine et son image n'aient aucun point en commun.

Lemme. — Soient j et j' deux courbes simples et fermées qui ont en commun un arc α, tel que le même côté de α appartienne à l'intérieur de j et de j'. Soient respectivement β et γ le plus petit arc [3] de $j-\alpha$ et le plus petit arc de $j'-\alpha$ contenant tous les points communs à $j-\alpha$ et à $j'-\alpha$. Supposons que l'image β' de β n'ait aucun point sur γ et que (en désignant par α' l'image de α) les arcs α' et γ ne soient pas séparés sur j' par α et β'. Sous ces conditions, *la variation angulaire du vecteur de transformation par un circuit de j est égale à 2π.*

Je construis alors, d'après M. Brouwer, un *arc de translation* AB, c'est-à-dire un arc simple dont les extrémités se correspondent par t et qui n'a aucun point en commun avec son image; je démontre à l'aide du lemme que l'arc AB et ses images BC et CD par t et par t^2 forment un *arc simple* AD. Maintenant je fais varier un point sur un arc simple partant de B et ne rencontrant pas ailleurs le segment AC jusqu'au premier point P pour lequel l'arc $b=\text{BP}$ et son image se rencontrent. En désignant par a et c l'image inverse et directe de b, je démontre à l'aide du lemme ci-dessus les propositions suivantes : 1° les arcs a et b ont un seul point en commun; de même, les arcs b et c; 2° les arcs a et c n'ont aucun point sur le segment AC, sauf leurs extrémités A et C; 3° les arcs a et c n'ont aucun point commun.

De ces propositions, on déduit immédiatement que les deux domaines

---

(1) Séance du 14 mai 1928.

(2) *Mathem. Annalen*, **72**, 1912, p. 37-54.

(3) Compté à partir des extrémités de α dans l'une et dans l'autre direction sur ces courbes.

bornés g et g', déterminés respectivement par les lignes (a, b, AB) et par les lignes (b, c, BC), contiennent le côté supérieur ou inférieur de AB et de BC selon que l'arc b sort de B vers le côté supérieur ou inférieur de AC et que, ou bien l'arc a aboutit dans son extrémité au côté gauche de b, ou bien b aboutit dans son extrémité au côté droit de a (en convenant de dire que B est à droite de A). Les domaines g et g' n'ont aucun point intérieur en commun. Supposons que l'arc $b = BP$ soit un segment de droite perpendiculaire sur AC. Le segment BP contient l'extrémité P' de a ou de c qui est l'image inverse ou directe de P. Le segment BP' appartient aux frontières des domaines g et g'; le segment PP', que j'appellerai le *segment libre*, appartient à la fonction de l'un des deux domaines sans appartenir à la frontière de l'autre. Celui des deux côtés de PP' qui est extérieur à g et à g' sera appelé son *côté libre*. Désignons par R_n le carré $-n \leqq x \leqq n$, $-n \leqq y \leqq n$ et par ε_n un nombre positif tel que la distance d'un point quelconque de R_n à son image (directe ou inverse) soit supérieure à ε_n. Soit η_n une quantité positive inférieure à $\frac{\varepsilon_n}{2}$ telle que pour deux points quelconques Q_1, Q_2 de R_n dont la distance est $< \eta_n$, les images Q'_1, Q'_2 soient en distance $< \frac{\varepsilon_n}{2}$ l'une de l'autre. Si R_n est le plus petit carré (n entier) qui contient le segment PP', le segment libre PP' aura une longueur $> \varepsilon_n$. Il y a sur le segment PP' au moins un point B_1 que nous appellerons *point fondamental* à distance $> \eta_n$ de P et de P', tel que la perpendiculaire sur PP' menée de B_1 vers le côté libre rencontre son image avant de rencontrer l'image directe ou inverse de PP'. (L'existence d'un point fondamental résulte de la proposition 2°) ci-dessus.) Nous parcourons la perpendiculaire sur PP' à partir de B_1 jusqu'au premier point P_1 pour lequel le segment B_1P_1 et son image se rencontrent; puis nous déterminons l'image directe ou inverse P'_1 de P_1, laquelle appartient à B_1P_1, et nous prenons sur le segment libre $P_1P'_1$ un point fondamental B_2, etc. Toutefois, si le point fondamental B_k est extérieur au carré R_{n+1} et intérieur à R_{n+2}, si, de plus, la perpendiculaire menée de B_k vers le côté libre de $P_{k-1}P'_{k-1}$ atteint l'un des côtés, $y = n$ du carré R_n avant de rencontrer sa propre image, continuons notre chemin en suivant la droite $y = n$ dans l'une des deux directions jusqu'au premier point pour lequel la ligne brisée et son image se rencontrent. Des deux possibilités dont nous disposons, l'une au moins donnera naissance à un point fondamental B_{k+1}. Construisons de la même manière la ligne brisée $BB_{-1}B_{-2}\ldots$ en partant vers le bas du segment AC. Des propositions (1°), (2°), (3°) ci-dessus, on déduit immé-

diatement que la ligne brisée $(b) = \ldots B_{-2}B_{-1}BB_1B_2\ldots$ et ses images directe et inverse sont sans point commun à deux. Il n'y a plus qu'à montrer qu'une suite de points appartenant à des segments différents B_kB_{k-1} de la ligne (b) n'admet aucun point d'accumulation à distance finie. En effet, dans R'_{n-1}, chaque segment libre $P_kP'_k$ est de diamètre $> \varepsilon_{n-1}$, chaque segment B_kB_{k+1} de diamètre $> \eta_{n+1}$ et la distance de B_{k+1} des points P_k, P'_k est $> \eta_{n+1}$; enfin, les lignes $P_kP'_k + B_{k+1}B_{k+2}$ et $P_1P'_1 + B_{1+1}B_{1+2}$ n'ont aucun point en commun si $1 \geq k+2$. De là, il résulte qu'il n'y a qu'un nombre fini de points fondamentaux B_k dans R_{n+1} et alors il n'y a qu'un nombre fini de segments B_kB_{k-1} admettant des points intérieurs au carré R_n. De la sorte, le théorème de translation est démontré.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur une propriété générale des équations différentielles (ordinaires ou aux dérivées partielles) et des équations intégrales.* Note [1] de M. **Léon Pomey**, présentée par M. L. Lecornu.

I. C'est en général seulement dans un domaine assez limité que l'existence des solutions des équations différentielles ou intégrales se trouve établie. Un intérêt spécial s'attache donc aux cas remarquables (dont les équations *linéaires* sont un exemple classique), où l'on est assuré *a priori* que ce domaine comprend en entier celui où sont définies les données (coefficients des équations et éventuellement fonctions arbitraires). Pour abréger, nous disons qu'alors les équations sont *normales*.

Or de l'ensemble de nos recherches sur ce sujet, il *se dégage un fait curieux* dont il semble intéressant de signaler la généralité. *C'est le rôle important que peuvent jouer à cet égard les* ordres des dérivées et des intégrales *figurant dans les équations considérées; suivant leurs grandeurs respectives, en effet, le domaine d'existence des solutions peut s'élargir* (toutes les autres données restant les mêmes) *jusqu'à rendre les équations certainement normales*. C'est ce que nous avons déjà reconnu précédemment pour des catégories très étendues d'équations [2] et que nous allons ci-après généraliser encore moyennant des hypothèses peu restrictives.

---

[1] Séance du 11 juin 1928.

[2] Notamment pour les équations intégro-différentielles *linéaires* aux dérivées partielles d'ordre *fini* ou *infini* (*Comptes rendus*, **177**, 1923, p. 1094; **184**, 1927, p. 925 et 1400) et pour des équations *non linéaires*, où l'inconnue et ses dérivées entrent algébriquement (*Comptes rendus*, **185**, 1927, p. 437, 525 et 1570). Tous ces types d'équations comprenaient, comme cas particuliers, des équations différentielles.

II. Considérons d'abord à cet effet *le système général de ν équations intégrales* à ν inconnues $\varphi_i(x, y)$ avec $i = 1, 2, \ldots, \nu$ (en nous bornant pour simplifier à deux variables indépendantes x, y),

$$(A)\quad \varphi_i(x, y) = f_i(x, y) + \int_0^x \int_0^y F_i[x, y, t, v, \varphi_1(t, v), \ldots, \varphi_\nu(t, v)]\, dt^{m_i} dv^{p_i} \quad (i = 1, \ldots, \nu),$$

$\int_0^x$ et $\int_0^y$ désignant respectivement des intégrales multiples d'ordre m_i et p_i prises de o à x et de o à y.

Hypothèses H. — 1° Les plus petites valeurs m et p des entiers m_i et p_i ne sont pas toutes deux nulles. 2° Dans le domaine réel $0 \leqq x, y, t, v \leqq a$, $0 \leqq z_i \leqq b_i$, chaque fonction $F_i(x, y, t, v, z_1, \ldots, z_\nu)$ est intégrable et, en module, $\leqq M$; de plus, elle vérifie la condition de Lipschitz,

$$|F_i(x, y, t, v, Z_1, \ldots, Z_\nu)| - |F_i(x, y, t, v, z_1, \ldots, z_\nu)| < \sum_{\lambda=1}^{\lambda=\nu} A_\lambda |Z_\lambda - z_\lambda|.$$

3° Pour $0 \leqq x, y \leqq a$, $|f_i(xy)$ est $\leqq b_i$ et $\leqq \dfrac{K}{\mu_i!\, \varpi_i!} x^{\mu_i} y^{\varpi_i}$, K étant une constante > 0, et μ_i, ϖ_i étant des entiers non tous deux nuls et $\leqq m_i$ et p_i.

Pour obtenir les solutions $\varphi_i(x, y)$, appliquons la célèbre méthode des approximations successives de M. E. Picard, comme fait M. Lalesco (*Équations intégrales*, 1912, p. 128) pour une équation du premier ordre. La première approximation étant $\varphi_i^0(x, y) = f(x, y)$, la $(n+1)^{\text{ième}}$, $\varphi_i^{(n+1)}(x, y)$ sera donnée par

$$\varphi_i^{(n+1)}(x, y) = f_i(x, y) + \int_0^x \int_0^y F_i[x, y, t, v, \varphi_1^{(n)}(t, v), \ldots, \varphi_\nu^{(n)}(t, v)]\, dt^{m_i} dv^{p_i}.$$

Pour être valables, $\varphi_i^{(1)}, \ldots, \varphi_i^{(n+1)}$ doivent être en modules $\leqq b_i$, ce qui aura lieu si

$$\left(K + M \frac{x^{m_i - \mu_i} y^{p_i - \varpi_i}}{(\mu_i + 1)\ldots m_i(\varpi_i + 1)\ldots p_i}\right) x^{\mu_i} y^{\varpi_i} \leqq \mu_i!\, \varpi_i!\, b_i.$$

Or cette condition sera évidemment satisfaite dans tout *le domaine d'existence des données, si l'un au moins des entiers* μ_i, ϖ_i est suffisamment grand (¹). Cela étant, soit h une constante au moins égale au maximum de la somme

$$\sum_{\lambda=1}^{\lambda=\nu} A_\lambda \frac{t^{m_\lambda - m} v^{p_\lambda - p}}{(m+1)\ldots m_\lambda (p+1)\ldots p_\lambda} \quad \text{pour } 0 \leqq t, v \leqq a.$$

Alors on a (m ou p étant $\neq 0$)

$$|\varphi_i^{(n+1)}(xy) - \varphi_i^{(n)}(xy)| < M h^n \frac{x^{nm + m_i} y^{np + p_i}}{(nm + m_i)!\,(np + p_i)!}.$$

(¹) Bien entendu, même sans cela, la condition ci-dessus sera également toujours satisfaite pour des valeurs de x et y *suffisamment petites;* mais on retombe alors sur un théorème d'existence de la forme courante avec un domaine d'existence *restreint*.

D'où l'on conclut que les fonctions $\varphi_i^{(n+1)}(xy)$ $(i=1, \ldots, \nu)$ tendent vers des fonctions limites $\varphi_i(xy)$ qui constituent la solution. Ainsi :

THÉORÈME. — *Sous les hypothèses* H, *si l'entier* $\mu_i+\varpi_i$ (*et par suite aussi l'ordre* m_i+p_i) *est suffisamment grand, le système* (A) *est normal.*

III. Il est aisé d'appliquer ce résultat au système suivant (B) *d'équations différentielles* ou au système (C) d'équations *aux dérivées partielles* (dans lesquels $i=1, 2, \ldots, \nu$) :

$$\text{(B)} \qquad \frac{d^{m_i}\varphi_i(x)}{dx^{m_i}} = \frac{d^{m_i}\mathrm{R}_i(x)}{dx_i^m} + \mathrm{F}_i(x, \varphi_1, \ldots, \varphi_\nu),$$

$$\text{(C)} \qquad \frac{\partial^{m_i+p_i}\varphi_i(xy)}{dx^{m_i}\partial y^{p_i}} = \frac{\partial^{m_i+p_i}\mathrm{R}_i(xy)}{\partial x^{m_i}\partial y^{p_i}} + \mathrm{F}_j(x, y, \varphi_1, \ldots, \varphi_\nu)$$

(systèmes dont on a débarrassé les seconds membres des dérivées qu'ils pouvaient primitivement contenir, en prenant celles-ci comme nouvelles fonctions). Il suffit en effet de ramener (B) et (C) à des *équations intégrales*, qui ne seront que des cas particuliers du système (A) (et cela par des intégrations réitérées convenables, qui introduiront les constantes ou fonctions arbitraires voulues).

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur quelques points de la théorie des équations intégrales à limites fixes.* Note [1] de M. **D.-Th. Egoroff**, transmise par M. Émile Borel.

1. Les démonstrations usuelles du théorème :

A chaque valeur caractéristique du noyau il ne correspond qu'un nombre fini de fonctions fondamentales,

supposent l'existence des traces du noyau.

Voici une démonstration valable pour chaque noyau $\mathrm{K}(x, y)$ sommable et à carré sommable, par rapport à x et à y séparément.

Soient λ une valeur caractéristique du noyau $\mathrm{K}(x, y)$ et $\varphi_1(x)$, $\varphi_2(x)$, ..., $\varphi_k(x)$ des fonctions fondamentales (solutions fondamentales) correspondant à la valeur λ. Le nombre λ peut être imaginaire. Le noyau étant supposé réel, le nombre conjugué $\bar{\lambda}$ est de même une valeur caractéristique du noyau et les fonctions $\bar{\varphi}_1(x)$, $\bar{\varphi}_2(x)$, ..., $\bar{\varphi}_k(x)$, conjuguées aux fonctions $\varphi_i(x)$, sont des fonctions fondamentales correspondant à la valeur $\bar{\lambda}$.

---

[1] Séance du 4 juin 1928.

On a par conséquent

$$(1)\qquad \begin{cases} \varphi_i(x) = \lambda \int_a^b \mathrm{K}(x, s)\, \varphi_i(s)\, ds \\ \overline{\varphi}_i(x) = \overline{\lambda} \int_a^b \mathrm{K}(x, s)\, \overline{\varphi}_i(s)\, ds \end{cases} \qquad (i = 1, 2, \ldots, k).$$

Au moyen d'une substitution linéaire portant sur les fonctions $\varphi_i(x)$ et une substitution coujuguée portant sur les $\overline{\varphi}_i(x)$ on peut biorthogonaliser la suite double $\varphi_i(x)$, $\overline{\varphi}_i(x)$, de sorte que l'on ait

$$(2)\qquad \begin{cases} \int_a^b \varphi_i(x)\, \overline{\varphi}_j(x)\, dx = 0 \qquad (i \neq j), \\ \int_a^b \varphi_i(x)\, \overline{\varphi}_i(x)\, dx = 1. \end{cases}$$

Considérons l'intégrale

$$(3)\qquad \mathrm{I} = \int_a^b \left[\mathrm{K}(x, s) - \sum_{i=1}^{k} \frac{\varphi_i(x)\, \overline{\varphi}_i(s)}{\lambda} \right] \left[\mathrm{K}(x, s) - \sum_{i=1}^{k} \frac{\overline{\varphi}_i(x)\, \varphi_i(s)}{\overline{\lambda}} \right] ds$$

$$= \int_a^b \left| \mathrm{K}(x, s) - \sum_{i=1}^{k} \frac{\varphi_i(x)\, \varphi_i(s)}{\lambda} \right|^2 ds \geqq 0.$$

En développant et en utilisant les égalités (1) et (2), on a

$$\mathrm{I} = \int_a^b \mathrm{K}(x, s)^2\, ds - \frac{1}{\lambda \overline{\lambda}} \sum_{i=1}^{k} \varphi_i(x)\, \overline{\varphi}_i(x) \geqq 0.$$

En désignant par ρ la valeur absolue de λ et en posant

$$\Phi(x) = \sum_{i=1}^{k} \varphi_i(x)\, \overline{\varphi}_i(x) = \sum_{i=1}^{k} |\varphi_i(x)|^2,$$

il vient

$$(4)\qquad \Phi(x) \leqq \rho \int_a^b \mathrm{K}(x, s)^2\, ds.$$

La fonction $\Phi(x)$ est essentiellement positive; comme on a d'autre part

$$\int_a^b \Phi(x)\, dx = \sum_{i=1}^{k} \int_a^b \varphi_i(x)\, \overline{\varphi}_i(x)\, dx = k,$$

l'ensemble des valeurs de x ($a \leqq x \leqq b$), pour lesquelles

$$\Phi(x) \geqq \frac{k}{b-a},$$

est évidemment de mesure positive. En choisissant une de ces valeurs x', on a, en vertu de (4),

$$k \leqq (b-a)\rho \int_a^b \mathrm{K}(x', s)^2\, ds, \tag{5}$$

et le théorème en question est démontré. Le résultat subsiste évidemment si l'intégrale $\int_a^b \mathrm{K}(x', s)^2\, ds$ n'existe que presque partout (par rapport à x).

2° Les résultats du n° 1 conduisent, comme il est aisé de le voir, à une théorie de la résolvante (structure de la partie principale relative à un pôle), indépendante de la théorie de Fredholm. Il s'ensuit, par exemple, une démonstration bien simple du lemme bien connu de M. Lalesco (cf. *Introduction à la théorie des équations intégrales*, p. 38-40), et cela sans supposer que la trace de la fonction considérée soit finie.

3° Si le noyau $\mathrm{K}(x, y)$ est symétrique, toutes les valeurs caractéristiques sont réelles et les fonctions fondamentales correspondant à des valeurs caractéristiques différentes sont orthogonales. Soient $\lambda_1, \lambda_2, \ldots$ la suite des valeurs caractéristiques, rangée par ordre des valeurs absolues croissantes (chaque nombre λ y figurant autant de fois qu'il existe de fonctions fondamentales indépendantes correspondant à λ), et $\varphi_1(x), \varphi_2(x), \ldots$ le système orthogonal et normal composé de fonctions fondamentales correspondantes. En considérant les valeurs $\lambda_1, \lambda_2, \ldots, \lambda_k$ telles que

$$|\lambda_i| \leqq \rho,$$

et en appliquant à l'intégrale

$$\sigma = \int_a^b \left[\mathrm{K}(x, s) - \sum_{i=1}^{k} \frac{\varphi_i(x)\,\varphi_i(s)}{\lambda_i} \right]^2 ds$$

les raisonnements du n° 1, on parvient aisément aux résultats bien connus concernant les valeurs caractéristiques du noyau symétrique, sans supposer rien sur les traces du noyau.

ÉLASTICITÉ. — *Sur la torsion des corps prismatiques.* Note [1] de M. **Benjamin Meisel.**

Imaginons un corps prismatique tordu; la section transversale soit *simplement* connexe.

Soient s la section transversale du corps, L son contour, τ la torsion, G le coefficient de glissement, t l'effort tangentiel.

On a

(1) $$\Delta_2\Phi = -2G\tau$$

et au contour

(2) $$t = \frac{d\Phi}{dn}.$$

Le théorème de Green donne

(3) $$\int_{(L)} \frac{d\Phi}{dn}\,dL = -\int_{(S)} \Delta_2\Phi\,ds,$$

la première intégrale étant prise le long du contour L et la seconde étendue à toute la section transversale s.

D'après les équations (1), (2) et (3),

$$\int_{(L)} t\,dL = 2G\tau s,$$

d'où

(A) $$\tau = \frac{\int_{(L)} t\,dL}{2Gs}.$$

L'équation (A) *détermine la torsion des corps prismatiques ayant la section transversale simplement connexe.*

L'équation (A) est plus simple que l'équation communément employée.

Soit t_m l'effort moyen au contour L,

(4) $$t_m = \frac{\int_{(L)} t\,dL}{L}.$$

---

[1] Séance du 21 mai 1928.

Les équations (A) et (4) donnent (ρ_h rayon moyen de la section transversale s)

$$(B) \qquad t_m = 2G\tau \frac{s}{L} = 2G\tau\rho_h,$$

d'où le théorème suivant :

THÉORÈME. — *L'effort tangentiel moyen au contour est proportionnel au rayon moyen de la section transversale simplement connexe d'un corps prismatique; pour toutes les sections transversales simplement connexes ayant les mêmes rayons moyens, les efforts moyens à ses contours sont égaux, à condition que les coefficients de glissement* G *et les torsions* τ *restent les mêmes.*

GÉOGRAPHIE PHYSIQUE. — *L'Expédition océanographique de la mer Noire.* Note de M. J. SCHOKALSKY.

L'Expédition océanographique de la mer Noire, organisée par l'Administration hydrographique de la Marine de l'U. S. S. R. sous ma direction, travailla 4 ans. En été, une croisière de 6-7 semaines englobait toute la mer; au printemps, en automne et en hiver on répétait quelques lignes et l'on en ajoutait quelques nouvelles. Ainsi le régime annuel était observé. Le nombre des stations de l'Expédition arrive à 480, dont 273 en mer profonde. La première investigation de la mer, faite en 1890-1891, était basée sur 135 stations environ. A chaque station on déterminait : la température, la salinité, le chlore, l'oxygène, l'hydrogène sulfuré, tout cela en série de la surface au fond ; et en plusieurs stations : l'azote, l'acide carbonique libre, l'alcalinité, les ions hydrogène. A chaque station la profondeur fut mesurée et en plusieurs des boudins de la vase furent obtenus. Cela constitue en somme plus de 12000 observations.

Outre cela la biologie était étudiée parallèlement. L'ensemble constitue donc une étude très complète de l'océanographie de la mer. Les sondages exécutés permirent la construction d'une nouvelle carte bathymétrique, elle diffère en beaucoup de points de l'ancienne; entre autres détails la langue de moindres profondeurs entre le Bosphore et la Crimée a disparu.

Sur cette carte sont basés les profils exposés. Les profils méridional et latitudinal démontrent bien que la cuvette de la mer possède un socle continental très abrupt et un fond presque plat.

Le pente du socle continental est plus raide au sud de la Crimée (cap Aï-Todor, jusqu'à 14°) et le long de la côte orientale de l'Anatolie, où au-

cap Iéros et à la ville de Risé on trouve 14°, 17° et 18°. La pente la plus douce est celle du Danube vers le milieu de la mer.

Au moins deux tiers de la partie profonde sont occupés par des profondeurs de 2000^m, avec au centre une vaste étendue des profondeurs allant de 2000^m à 2250^m. La plus grande profondeur trouvée est de 2244-2245^m.

Certainement toute la masse des matériaux accumulés n'est pas encore étudiée. Mais quelques résultats préliminaires peuvent être exposés.

Les cartes de la distribution de l'oxygène aux profondeurs de 100 et de 150^m (l'oxygène disparaît environ à 200^m) indiquent que très probablement le courant profond du Bosphore tourne immédiatement à l'Est, longe la côte d'Anatolie jusqu'à Sinop et puis se dirige vers le Nord-Est. Quand on étudiera la distribution des autres éléments océanographiques on pourra juger si cela est vraiment un fait stable.

La concentration des ions hydrogène est plus forte que dans les autres mers. L'alcalinité est aussi plus grande que dans l'Atlantique. La quantité de l'acide carbonique libre augmente avec la profondeur et dans les couches profondes elle est 10 fois plus grande [1].

Un des traits caractéristiques de notre Expédition était l'étude spéciale de la constitution de la vase de fond. Au moyen d'un tube spécial on a obtenu des boudins d'une longueur exceptionnelle, allant de 1^m jusqu'à 118, 147 et même 170^{cm}.

Durant les croisières de l'Expédition on a obtenu 82 échantillons. A cause du tremblement de terre en Crimée, des sondages autour de la péninsule furent faits par un des membres de mon Expédition; il obtint encore environ 140 boudins. Tout ce matériel n'est pas encore étudié, mais une trentaine de boudins sont suffisamment travaillés pour démontrer les résultats généraux de cete collection unique [2]. Ce travail est dû à M. Arkhangelsky, professeur de géologie à l'Université de Moscou. Les colonnes de la vase furent étudiées aux points de vue géologique, minéralogique, constitution chimique, analyses microscopique et mécanique.

Cela démontra que la vase de la mer Noire appartient à un type spécial de sédiments, actuellement connu seulement dans les roches sédimentaires de la terre ferme. Les colonnes de la vase sont stratifiées et de deux manières :

---

(1) Les déterminations de l'oxygène, de pH et de l'acide carbonique (CO^2) et de l'alcalinité étaient faites par le membre de l'Expédition, M. N. Tchigirine; attaché à la Station biologique de l'Académie des Sciences à Sébastopol.

(2) Deux de ces boudins ont été exposés à la séance de l'Académie des Sciences.

macro et micro. La première stratification se voit à l'œil, la seconde — au microscope.

Les couches épaisses (macro) sont de quatre espèces : argile grise, vase calcaire, vase calcaire-diatomique et vase noire avec sable.

La stratification fine (micro) donne de 10 à 12 couches par millimètre; elle se voit bien surtout sur les échantillons pris loin des côtes. Chacune de ces couches minces est composée de deux, une noire, organique, l'autre grise, inorganique; on a assimilé chaque paire à un dépôt annuel. La noire est le produit du plancton mort en hiver; la grise est l'accumulation des débris apportés par les rivières et les eaux côtières au printemps.

Si nous adoptons cette hypothèse, nous arriverons au résultat suivant : une épaisseur de la vase de 1^{cm} se dépose en 50 ans. Dans les couches de la vase calcaire une pareille stratification est observée, chaque couche aussi est double, une formée du carbonate de chaux ($CaCO^3$) et l'autre de sapropélite. Cela permet de conclure que dans tous les cas la déposition d'une colonne de 1^m demanderait environ 4000 ans.

La vase noire est toujours couverte dans les colonnes par un autre sédiment et ne se trouve pas à la surface actuelle du fond de la mer. Cela permet d'énoncer que, probablement, les conditions hydrologiques de la mer, il y a environ 1000 ans, étaient différentes des contemporaines.

L'étude suivante permettra d'éclaircir et d'approfondir la géologie des roches sédimentaires environnant la mer Noire.

M. Arkhangelsky pense que les roches sédimentaires riches en matière organique et les schistes bitumineux sont des dépôts des géosinclinaux des bassins infectés dans les couches profondes par l'hydrogène sulfuré, comme celles de la mer Noire.

Les premiers homologues de couches pareilles se déposant au fond de la mer actuelle sont ceux obtenus par l'Expédition Schokalsky.

Enfin M. Arkhangelsky, en se basant sur ces données, obtient pour l'estimation de la durée de la période tertiaire le chiffre de 36×10^6, ce qui correspond bien à ceux obtenus par M. A. Pavlov, Barrel et Joli.

PHYSIQUE MATHÉMATIQUE. — *L'ampérien dans la théorie des spectres.* Note (¹) de M. **Raoul Ferrier**, présentée par M. Paul Painlevé.

Après avoir introduit (²) le *scalaire ampérien* dans les équations de l'Électrodynamique, je me suis attaché à montrer comment la conception de libres singularités, à laquelle on doit recourir dans le nouveau système, permet d'interpréter certaines particularités surprenantes que présente le champ électrique des molécules et des photons.

Je veux donner ici un exemple démonstratif de cette capacité d'accord que la théorie de l'ampérien semble posséder : on va voir qu'il est possible de rétablir ainsi une sorte de concordance entre les notions générales de Mécanique rationnelle et les vues théoriques qu'impose l'étude des spectres.

Prenons les équations générales de l'Électrodynamique, complétées par la considération de l'ampérien $\mathcal{A}$,

$$(\mathrm{I})\qquad \left\{\begin{aligned} &\left\{\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}+\Delta\right\}\mathcal{E}=\frac{2}{c}\operatorname{rot}\frac{\partial\mathcal{H}}{\partial t},\\ &\left\{\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}-\Delta\right\}\mathcal{E}=\frac{2}{c}\operatorname{grad}\frac{\partial\mathcal{A}}{\partial t},\end{aligned}\right.$$

et écrivons la solution correspondant au photon particulier qu'est l'*oscillateur tournant*. Si p est un vecteur tournant de fréquence ν,

$$p=p_0\cos 2\pi\nu t+q_0\sin 2\pi\nu t$$

(p_0 et q_0 étant deux vecteurs fixes, rectangulaires et égaux), cette solution est, pour le cas d'une singularité libre immobile,

$$\begin{aligned} \mathcal{E}&=\operatorname{grad}\left(p,\operatorname{grad}\frac{1}{r}\right)\left[1-\left(1+\frac{2\pi\nu r}{c}\right)e^{-\frac{2\pi\nu r}{c}}\right],\\ \mathcal{H}&=\frac{1}{2c}\frac{\partial}{\partial t}\left[p,\operatorname{grad}\frac{1}{r}\right],\\ \mathcal{A}&=\frac{1}{2c}\frac{\partial}{\partial t}\left(p,\operatorname{grad}\frac{1}{r}\left[1-2\left(1+\frac{2\pi\nu r}{c}\right)e^{-\frac{2\pi\nu r}{c}}\right]\right.. \end{aligned}$$

Il est visible que les expressions $\mathcal{E}$, $\mathcal{H}$ et $\mathcal{A}$ *tournent* d'une seule pièce

(¹) Séance du 11 juin 1928.

(²) *Comment aborder le problème de la Matière ?*, 1928 (chez Albert Blanchard, Paris).

comme le vecteur p lui-même. La moitié de l'énergie totale W se présente ainsi comme liée au champ électrique $\mathcal{E}$; l'autre moitié dépendant des grandeurs électrocinétiques. On a donc :

$$\frac{W}{2} = \frac{1}{8\pi}\int \mathcal{E}^2\, d\tau = \frac{2}{3}\,\frac{\pi^2\nu^2}{c^3}\,p^2,$$

cette intégrale étant absolument convergente.

Quel est, d'autre part, le *moment cinétique* de cet oscillateur tournant ? J'ai établi directement (dans le cas où il n'existe pas de singularité) que la quantité de mouvement élémentaire est

$$\frac{[\mathcal{E}, \mathcal{H}] + \mathcal{E}\mathcal{A}}{4\pi c}\, d\tau,$$

sous la réserve, toutefois, que le champ $\mathcal{E}$ soit, ou *tout entier sans divergence*, ou *tout entier sans tourbillon*. Cette dernière circonstance est bien celle qui se présente ici. Le moment cinétique sera donc donné par l'intégrale absolument convergente

$$M = \int \text{mom.}\, \frac{[\mathcal{E}, \mathcal{H}] + \mathcal{E}\mathcal{A}}{4\pi c}\, d\tau.$$

On trouve, en valeur absolue, les moments étant pris par rapport à la singularité libre :

$$\int \text{mom.}\, \frac{[\mathcal{E}, \mathcal{H}]}{4\pi c}\, d\tau = \frac{2}{3}\,\frac{\pi^2\nu^2}{c^3}\,p^2; \qquad \int \text{mom.}\, \frac{\mathcal{E}\mathcal{A}}{4\pi c}\, d\tau = 0,$$

et le sens du moment M correspond justement à celui d'un objet réel tournant sur lui-même dans le même sens que l'oscillateur.

On a ainsi la relation quantitative

$$W = 2\pi\nu\,|M|.$$

C'est ici qu'apparaît une concordance d'autant plus remarquable que l'ampérien lui-même n'entre pas en ligne de compte dans ce calcul, l'intégrale qui le contient se trouvant nulle.

En effet la théorie des spectres (théorie de Bohr) exige que, dans le cas présent, la perte d'énergie de l'atome générateur soit $h\nu$, en même temps que sa variation de moment cinétique est $\frac{h}{2\pi}$, en valeur absolue. C'est justement la proportion qu'exige, d'autre part, la création de l'oscillateur. L'apparition de l'oscillateur tournant compense donc, *à la fois*, la variation d'énergie et la variation du moment cinétique de l'atome.

C'est là un résultat dont nous n'étions pas maîtres, *a priori*, et qui indique que les lois de conservation de l'énergie et des quantités de mouvement, dans l'ensemble de la Matière et de la Lumière, sont des vérités *démontrables* grâce à la considération de l'ampérien.

OPTIQUE. — *Quelques précisions au sujet des effets Raman et Cabannes-Daure.* Note de MM. **A. Bogros** et **Y. Rocard**, présentée par M. Cotton.

Dans la lumière diffusée par un corps transparent, on a à examiner deux sortes de radiations : les unes, par exemple celles dues aux fluctuations en densité, sont cohérentes, c'est-à-dire émises avec des phases infiniment voisines pour des molécules infiniment voisines, les autres incohérentes, c'est-à-dire sans relation de phase d'une molécule à la voisine, ou encore avec un couplage très lâche et laissé au hasard des actions intermoléculaires : c'est le cas de la lumière diffusée provenant de fluctuations en orientation de molécules anisotropes. Seules les radiations cohérentes voient leur intensité très augmentée vers le point critique et donnent lieu à l'opalescence. Pour se rendre compte du caractère de cohérence ou d'incohérence d'une radiation secondaire (diffusion, fluorescence, radiations de Raman, etc.), émise par un liquide, il suffit de voir si cette radiation présente une opalescence, ou au contraire, n'a qu'une variation régulière et faible d'intensité en passant par le point critique. Il n'y a pas d'autres alternatives théoriques possibles; cette conclusion est indépendante d'une théorie classique ou quantique quelconque, elle est une simple conséquence de la notion de phase et du pouvoir d'interférence des vibrations lumineuses.

I. Nous avons cherché à savoir si les raies de Raman correspondaient à des vibrations cohérentes en étudiant le spectre diffusé par un mélange d'eau et de phénol opalescent, éclairé par une lampe à vapeur de mercure. Alors que des poses d'une minute dans un spectrographe à optique de quartz ont donné des spectres assez intenses de la lumière d'opalescence, il nous a été impossible d'obtenir les raies de Raman correspondant aux raies 3650, 4047, 4358 de mercure même dans des poses de trois heures. Ce résultat négatif suffit à établir que les radiations de Raman ne subissent pas d'opalescence critique et semblent être en conséquence incohérentes.

II. Nous avons de même cherché à étudier dans l'opalescence les élargissements et déplacements de raies diffusées observées dans la diffusion

ordinaire par MM. Cabannes et Daure. Les spectrogrammes dont nous venons de parler n'ayant pas paru présenter cet élargissement, nous avons étudié directement à l'aide d'une lame de Lummer la structure fine de la raie 4358 Å diffusée par le mélange opalescent. On peut former dans une moitié du champ les franges dues à l'opalescence, dans l'autre moitié celles de la lumière directe réfléchie par une glace sans tain ou diffusée par un papier noir. En trois heures de pose, l'opalescence donne de bons clichés. Or dans les trois cas (réflexion, diffusion par papier noir, opalescence) il est impossible de mettre en évidence la moindre différence de structure, un élargissement en un changement de longueur d'onde quelconque, avec un pouvoir séparateur de la lame égal à 0,01 Å environ. Ce résultat ne s'oppose pas à ceux de MM. Cabannes et Daure mais, au contraire selon nous, les précise et suggère une interprétation : le moment électrique induit dans une molécule se compose d'une partie fixe et d'une partie variable dans les rotations et les chocs. Cette partie variable, comme on le montrera dans un travail plus étendu, émet avec une phase à chaque instant modifiée par les chocs, ce qui, comme on le sait, se traduit par un élargissement de la raie. L'élargissement des raies diffusées est donc bien attribuable, comme l'a signalé M. Cabannes, à l'effet des chocs, mais seulement en ce qui concerne la partie variable du moment électrique. La diffusion produite par la partie fixe, qui est la diffusion par fluctuations en densité ou en concentration, voit sa longueur d'onde inaltérée. Or, seule cette dernière diffusion est cohérente et donne l'opalescence. La partie élargie de la raie, due à une diffusion incohérente, n'augmente pas dans l'opalescence et est par suite complètement masquée, donc les raies diffusées dans l'opalescence ne comportent aucun élargissement, ce que l'expérience nous a confirmé. Dans la théorie des quanta de lumière, on peut du reste trouver une interprétation semblable.

III. Pour des raisons analogues nous pensons que le déplacement de 0,01 Å vers le rouge des raies diffusées par les gaz, trouvé par M. Cabannes s'interprète comme étant une apparence due à l'élargissement dissymétrique de la raie. Supprimant cet élargissement dans l'opalescence, nous devons y trouver la raie incidente non déplacée : c'est bien ce que l'expérience précédente montre. Nous avons étendu cette vérification au cas de la résonance des vapeurs métalliques (lithium, sodium) au moyen d'une méthode d'une sensibilité comparable à celle des meilleures méthodes interférométriques.

OPTIQUE. — *Les lois expérimentales de l'effet Raman et les théories de la lumière.* Note (¹) de M. **J. Cabannes**, présentée par M. Ch. Fabry.

Les ondes électromagnétiques sinusoïdales de fréquence N, envisagées dans la théorie ondulatoire de la lumière, induisent dans les molécules un moment électrique variable qui émet à son tour un rayonnement secondaire : c'est le rayonnement diffusé. Nous avons montré, Rocard et moi (²), qu'avec cette hypothèse les fréquences propres des molécules devaient faire apparaître dans la lumière diffusée, de part et d'autre de la raie principale N, des raies secondaires de fréquences $N \pm n_1$, $N \pm n_2$, ... L'apparition d'un spectre de diffusion, *symétrique* par rapport à N, est donc une conséquence nécessaire de la théorie ondulatoire.

Or une étude expérimentale précise de l'effet Raman dans le benzène nous a conduit, Daure et moi (³), aux lois suivantes :

I. La lumière diffusée comprend la radiation principale N et des radiations de fréquences moindres $N - n_1$, $N - n_2$.

II. Les diminutions de fréquences n_1, n_2, ... sont indépendantes de la radiation excitatrice N.

III. Nous ne sommes pas arrivés à mettre en évidence les radiations de fréquences supérieures $N + n_1$, $N + n_2$, ... L'émission est donc dissymétrique par rapport à la fréquence principale N.

Ce troisième résultat s'oppose à la théorie classique de la diffusion, dans laquelle les intensités des radiations $N + n$, $N - n$ devraient être dans le rapport $\left(\frac{N+n}{N-n}\right)^4$.

Il reste cependant quelque chose de l'hypothèse initiale : les diminutions de fréquence n_1, n_2, ..., puisqu'elles sont indépendantes de la radiation excitatrice, caractérisent la structure de la molécule ; elles dépendent uniquement des fréquences propres moléculaires. En effet nous avons retrouvé, dans le spectre de diffusion du benzène, l'intervalle $n_1 = 99$ (évalué en nombre d'onde par millimètre) qui sépare en moyenne les sept groupes de bandes

---

(¹) Séance du 11 juin 1928.

(²) Y. Rocard, *Comptes rendus*. **186**, 1928, p. 1107. — J. Cabannes, *Ibid.*, p. 1201.

(³) J. Cabannes et P. Daure, *Ibid.*, p. 1533.

du spectre de luminescence (¹) et l'intervalle $n_2 = 306$ qui correspond à la raie d'absorption infrarouge $3^\mu,25$. Les vibrations moléculaires interviennent donc dans l'effet Raman (²).

On en est réduit, pour expliquer ces faits, à une hypothèse purement quantique, analogue à celle par laquelle on explique l'effet Compton, et qu'il sera difficile de rattacher à l'optique ondulatoire. Soit Nh le quantum de lumière incidente, qui tombe sur une molécule dont les quanta de vibration sont p, q, ... et les fréquences α, β, ... Supposons que le quantum de lumière agisse sur la molécule; les quanta de vibration deviennent p', q', ... et les fréquences α', β', ... L'énergie absorbée est

$$(p'\alpha' + q'\beta' - p\alpha - q\beta)h = nh,$$

et l'énergie du quantum de lumière diffusée n'est plus que $(N - n)h$. D'où la nouvelle fréquence $N - n$.

Ce point de vue diffère profondément du point de vue classique : dans l'hypothèse des résonateurs électroniques de Lorentz toute l'énergie reçue par la molécule est immédiatement réémise par diffusion; dans la théorie nouvelle une fraction de l'énergie incidente reste emmagasinée dans la molécule. Il en résulte que, si le fluide est dense, on aura de l'absorption *vraie* tout le long du spectre, même hors des bandes d'absorption sélective. L'intensité du rayonnement diffusé (y compris les radiations secondaires) sera inférieure à la valeur prévue par la théorie classique. D'autre part le rayonnement secondaire étudié dans cette Note est immédiatement diffusé; il ne résulte pas, *après coup*, d'une désactivation des molécules. Il diffère en cela de la luminescence des liquides dits fluorescents. On peut s'expliquer ainsi l'émission par un fluide dense d'un spectre *discontinu* composé d'un assez petit nombre de raies.

(¹) Victor Henri, *La Structure des Molécules;* Paris, Hermann, 1925.

(²) Les rotations, dont la fréquence est beaucoup plus faible, donnent un spectre de raies secondaires noyé dans l'élargissement de la raie principale dû aux chocs moléculaires. Il faut remarquer que cet élargissement — où l'on peut voir des effets de battements dus aux actions *intermoléculaires* — est symétrique; c'est-à-dire calculable dans la théorie ondulatoire.

SPECTROSCOPIE. — *Recherches sur les raies de l'hydrogène dans l'arc électrique.* Note de Mlle **M. Hanot**, présentée par M. A. Cotton.

Après avoir étudié l'élargissement des raies de la série de Balmer dans le spectre de l'étincelle condensée (1), je me suis proposé de mesurer la largeur des mêmes raies lorsque le spectre est fourni par un arc dans l'hydrogène.

Or l'arc entre électrodes de charbon donne un spectre inutilisable pour des mesures photométriques, car un spectre de bandes très intense se superpose aux raies étudiées. On doit donc prendre comme source l'arc à électrodes métalliques, mais dans l'hydrogène celui-ci s'éteint instantanément.

Pour des mesures de ce genre, différents auteurs (2) ont employé l'arc jaillissant entre une cathode fixe et un système d'anodes mobiles qui viennent frôler la cathode. J'ai employé un dispositif un peu différent, comprenant également une électrode fixe et une électrode mobile. Toutes deux sont en cuivre; l'une d'elles, généralement cathode, est portée par une pièce de fer doux et peut être attirée par un électro-aimant en série avec l'arc. Au repos les deux électrodes se touchent; lorsqu'on ferme le courant, l'électro soulève la cathode (de 2^{mm} environ) et l'arc s'allume, il passe pendant quelques centièmes de seconde; lorsqu'il s'éteint le courant est coupé dans l'électro et la cathode revient à sa position initiale sous l'action de son poids.

On constate facilement, au moyen d'un miroir tournant, que, pendant la première partie de sa durée, l'arc est rectiligne, très brillant et de faible section; puis il se déplace et s'étale sous l'action du champ magnétique de l'électro-aimant. On a choisi naturellement la direction de ce champ de façon que la déviation de l'arc soit perpendiculaire aux rayons lumineux utilisés; on peut ainsi distinguer les spectres des différentes régions correspondant aux phases successives du phénomène.

Si l'on forme sur la fente l'image de la région brillante correspondant à l'arc non encore dévié ni étalé, les raies de l'hydrogène apparaissent très élargies. On remarque d'abord, en examinant ce spectre, que la raie H_β y est visiblement renversée, au moins lorsque l'intensité du courant est suffi-

---

(1) *Annales de Physique*, 8, 1927, p. 555-624.

(2) Rossi, *Astroph.*, 34, 1911, p. 299-302. — Basquin, *Astroph.*, 14, 1901, p. 1.

sante; la raie H_γ a un maximum aplati, mais elle n'est pas renversée. Ces faits s'expliquent si l'on suppose que la partie superficielle de l'arc est absorbante et serait capable d'émettre, considérée seule, des raies plus fines que celles de la région centrale; la différence des effets de l'absorption pour ces deux raies provient de la différence de leurs structures, déjà signalée dans l'étude de l'étincelle (*loc. cit.*).

Lorsque l'intensité du courant varie, la largeur des raies augmente d'une façon importante : ainsi en doublant l'intensité qui passe à l'instant où les électrodes sont en court circuit, j'ai obtenu pour la largeur de H_β les valeurs 19 et 33 Å, pour H_γ 29 et 54 Å. Une petite partie de cet élargissement peut être attribuée à l'effet de l'absorption, mais on est obligé d'admettre qu'il y a aussi une augmentation notable de la densité de courant et par suite du champ électrique intermoléculaire.

Supposons maintenant que l'on place la fente de façon qu'elle soit éclairée seulement par la partie finale et nettement déviée de l'arc; on constate que, dans ces conditions, les raies sont fines. La largeur de H_β sous la pression normale ne dépasse pas 5 Å, ce qui s'explique en considérant que le courant, dont l'intensité va en décroissant, est alors réparti sur une section beaucoup plus grande et crée par suite un champ intermoléculaire beaucoup plus faible que dans le cas précédent.

SPECTROSCOPIE. — *Spectres continus et spectres de bandes de la vapeur de zinc.* Note de M. **H. Volkringer**, présentée par M. Ch. Fabry.

La présente Note a pour objet d'indiquer sommairement les recherches effectuées sur les spectres de bandes et sur les spectres continus du zinc obtenus par décharges sans électrodes.

La source utilisée était constituée par un tube de silice fondue, fermé par deux disques plans soudés de même matière. Il fut nettoyé et vidé avec les précautions habituelles, et le zinc y fut introduit par double instillation. L'examen des clichés montre que, dans ces conditions, le tube ne contient pas les impuretés que l'on aurait pu craindre. Entouré d'une dizaine de tours de fil de cuivre faisant partie d'un circuit oscillant, et placé dans un four, le tube s'illumine par à-coups vers 450°. Une forte excitation est alors nécessaire. Si la température s'élève il subit des modifications d'éclat et de teintes auxquelles correspondent des modifications spectrales. Ces modifi-

cations ont été étudiées à l'aide d'un spectrographe de 50cm de foyer à deux prismes de quartz. Les résultats obtenus sont les suivants :

Sur les clichés pris dès que la température est suffisante pour permettre l'excitation de la vapeur de zinc, apparaissent le spectre d'arc et les spectres d'étincelles sans fond continu. Si l'on élève la température, le nombre d'atomes excités augmente, ces spectres s'enrichissent en raies, tandis qu'apparaît un fond continu. Ce fond continu débute entre 4000 Å et 4600 Å, puis s'étend peu à peu, et, au moment où l'on arrive au régime de grand éclat, il a son maximum d'intensité et d'étendue.

Il va alors depuis le violet jusqu'au-dessous de 2000 Å. Une partie des spectres d'étincelles a déjà disparu. L'intensité de ce spectre continu est loin d'être uniforme. Plusieurs variations brusques ont pu être relevées, notamment une très nette pour $\lambda = 2935$ Å. Si l'on élève la température, le tube continue à avoir un très grand éclat, une pose de quelques minutes est encore suffisante, mais le spectre continu s'étend de moins en moins loin dans l'ultraviolet.

C'est également pour ces températures, un peu inférieures au rouge naissant, que la raie de résonance 2138,6 Å s'élargit et qu'on observe une série de bandes fines, entre 3980 et 4890 Å. Ce spectre de bandes a déjà été aperçu par divers expérimentateurs, et étudié expérimentalement par Hagenbach et Schumacher ([1]) et théoriquement par E. Hulthen ([2]) et par A. Kratzer ([3]). J'ai vérifié, que, dans les conditions où je me trouvais, ces bandes étaient des bandes d'émission et non des bandes d'absorption.

Une nouvelle élévation de température modifie brusquement l'allure du phénomène : le tube devient beaucoup moins lumineux, prend une teinte bleue et une pose de plusieurs heures est nécessaire. La pression de la vapeur de zinc doit être de l'ordre de 4 à 5cm de mercure. On obtient alors un spectre d'allure toute différente et ayant les particularités suivantes :

Comme spectre de raies, le spectre d'arc subsiste seul. En plus du spectre de bandes compris entre 4800 Å et 4000 Å apparaît, vers les

---

([1]) A. Hagenbach et H. Schumacher, *Zeitschrift für wissenschaftliche Photographie*, **19**, 1919, p. 142.

([2]) E. Hulthen, *Zeitschrift für Physik*, **11**, 1922, p. 284.

([3]) A. Kratzer, *Annalen der Physik*, **71**, 1923, p. 72, et *Zeitschrift für Physik*, **13**, 1923, p. 82.

courtes longueurs d'ondes, un système très complexe de bandes légèrement diffuses. Ces bandes se détachent sur un fond continu, qui présente un maximum vers 4300 Å, un autre moins accusé vers 3970 Å et un troisième très faible vers 3620 Å. Au-dessous de 3500 Å, le spectre continu n'est plus visible, les bandes seules persistent.

A 3054 Å, on observe une brusque diminution d'intensité de celles-ci et une autre diminution brusque d'intensité à $\lambda = 2975$ Å. Au delà de 2975, on devine encore quelques bandes, puis plus rien jusque vers 2750. A partir de 2750 Å, débute un spectre continu sur lequel on n'a pu déceler aucune trace de bandes. Les courbes de noircissement, prises au moyen d'un microphotomètre Chalonge et Lambert, montrent l'existence d'un maximum très net pour $\lambda = 2570$ Å. Sur les clichés les plus posés, ce spectre semble aller jusqu'à la raie de résonance 2139 Å qui est alors fortement élargie et renversée. Cette portion de spectre continu rappelle tout à fait la bande 3360 du mercure, qui cesse brusquement à la raie de résonance 2537 Å.

En résumé, pour les faibles densités de vapeur, on obtient un spectre continu qui semble lié au spectre de raies, et que l'on peut attribuer à des électrons libres tombant sur une orbite avec une énergie cinétique quelconque [1] et à des électrons passant d'une orbite sur une autre en émettant un rayonnement non quantifié.

Pour les fortes densités de vapeur, on obtient un spectre de bandes qui s'étend de 2975 Å à 4800 Å se détachant en partie sur un fond continu, plus une bande continue avec maximum à 2570 Å et qui semble se terminer à la raie 2139 Å. On peut attribuer ces spectres au rayonnement de molécules instables formées d'atomes de zinc dont certains au moins seraient excités. Il y a probablement plusieurs associations d'atomes, car l'origine des bandes et celle du spectre continu ayant son maximum à 2570 Å ne sont certainement pas identiques : les régions du tube correspondant au maximum d'intensité sont différentes dans les deux cas.

---

(1) G. Balasse, *Comptes rendus*, 184, 1927, p. 1002.

PHYSIQUE. — *Décomposition de l'effet Faraday en deux phénomènes d'origines différentes. Polarisation rotatoire diamagnétique et polarisation rotatoire paramagnétique*. Note de MM. **Jean Becquerel** et **W.-J. de Haas**, transmise par M. Pierre Weiss.

En 1877, Henri Becquerel (1) avait soupçonné l'existence d'une relation entre le pouvoir rotatoire magnétique et les propriétés magnétiques de la matière. Cette question a été très controversée jusqu'au jour où l'un de nous (2) a montré que *le pouvoir rotatoire magnétique (de sens négatif) de certains minéraux contenant des terres rares varie à peu près en raison inverse de la température absolue*. Un rapprochement évident avec la loi de Curie a conduit l'auteur à affirmer l'existence d'un pouvoir rotatoire paramagnétique essentiellement distinct du pouvoir rotatoire diamagnétique, lié, comme on le sait, à l'effet Zeeman.

Les expériences réalisées à Leyde apportent la preuve décisive de l'existence de la polarisation rotatoire paramagnétique. La substance choisie est la tysonite dont le pouvoir rotatoire (de sens négatif) est considérable. Le spectroscope est à réseau plan de Rowland. L'électro-aimant est un appareil Weiss de grand modèle : on a déterminé le champ en fonction de l'intensité du courant; le champ maximum réalisé a été de 26,73 kilogauss entre pôles percés d'ouvertures de 1^{mm} et distants de 15^{mm}.

Le cristal plonge dans de l'hélium liquide. On oriente son axe optique parallèlement au champ, puis dans des champs progressivement croissants on observe entre polariseur et analyseur croisés ou parallèles les passages des cannelures sur une radiation choisie; à chaque passage on note l'intensité du courant. On connaît ainsi les champs pour lesquels les rotations sont $n\pi$ et $n\pi + \frac{\pi}{2}$, et l'on trace la courbe des rotations en fonction du champ.

Deux lames cristallines normales à l'axe, d'épaisseur $1^{mm},866$ et $0^{mm},675$ ont été utilisées. Les longueurs d'onde employées ont été 4258,9 (raie tysonite), 5328,5 (fer), 6249,5 (tysonite).

Les observations ont été faites aux températures de $4°,21$ K.; $1°,71$; $1°,41$; $1°,39$.

Les rotations sont proportionnelles aux épaisseurs des lames, mais non

(1) Henri Becquerel, *Ann. de Ch. et de Phys.*, 5e série, 12, 1877, p. 42.

(2) Jean Becquerel, *Le Radium*, 5, 1908, p. 16 et 17.

aux champs. L'écart à la proportionnalité croît à mesure que la température s'abaisse.

Nous avons reconnu que la rotation est *très exactement* représentée par une tangente hyperbolique

$$\rho = \rho_\infty \text{ th. AH};$$

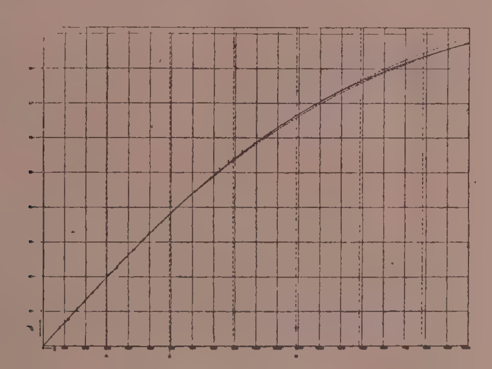
la *rotation à saturation* ρ_∞ (proportionnelle à l'épaisseur de la lame) est fonction de la longueur d'onde et de la température ; A est une fonction de la température seule.

Rappelons que M. Lenz puis, dans une théorie plus complète, M. Ehrenfest avaient proposé, pour l'aimantation dans une direction principale d'un cristal, une loi de cette forme. Si nous admettons, ce qui ne paraît pas douteux, que la rotation est proportionnelle à l'effet d'aimantation qui la provoque, nous devons écrire

$$A = \frac{\Sigma_\infty}{RT}$$

(R, constante des gaz, T température absolue, Σ_∞ produit du moment élémentaire par le nombre d'Avogadro).

A doit alors être inversement proportionnel à T : c'est bien ce que nous avons constaté dans les limites de précision des estimations actuelles des très basses températures. De plus, les valeurs obtenues pour Σ_∞ sont très voisines



du magnéton de Bohr : il est bien probable qu'on doit avoir exactement un magnéton, et c'est dans cette hypothèse que nous avons attribué aux températures les valeurs ci-dessus. La température de 4°,21 est directement connue, mais elle n'est pas assez basse pour permettre une détermination précise de Σ_∞.

Les courbes qui représentent ρ en fonction de $\frac{H}{T}$ ayant des ordonnées

proportionnelles, on peut ramener tous les résultats à une courbe unique, tracée en trait plein sur la figure. On a marqué deux échelles des abscisses, l'échelle des $\frac{H}{T}$ et l'échelle des variables a de Langevin ($a = AH$); les ordonnées sont les fractions de saturation. En pointillé sont indiquées deux courbes de Langevin ayant même tangente à l'origine que la tangente hyperbolique : elles n'ont pas une courbure assez forte pour pouvoir représenter les résultats.

Les rotations à saturation, divisées par π, ont les valeurs suivantes (pour l'épaisseur 1^{mm},866):

	T = 77°,55 K.	20°,36.	4°,21.	1°,71.	1°,41.	1°,39.
λ 5328,5.	»	—24,61	—21,81	—19,61	—18,74	—18,73
λ 4258,9.	—51,60	—45,21	—40,02	—36,01	»	»

Pour une longueur d'onde donnée, ρ_∞ décroît (en valeur absolue) quand la température s'abaisse, ce qui révèle une décroissanee de l'absorption par les bandes actives. Ce résultat explique pourquoi ρ ne suit pas exactement la loi de Curie pour les faibles valeurs de $\frac{H}{T}$. Au contraire l'aimantation, cause première du phénomène, obéit à cette loi tant que la tangente hyperbolique peut être confondue avec sa tangente à l'origine.

RADIOACTIVITÉ. — *Sur le nombre d'ions produits par les rayons α du* RaC' *dans l'air*. Note (¹) de Mme **Irène Curie** et M. **Frédéric Joliot**, présentée par M. Jean Perrin.

Le nombre d'ions produits par les rayons α émis par un millicurie de RaC' a été déterminé par H. Geiger (²) et Fonovits-Smereker (³); malgré la concordance entre les résultats donnés par ces auteurs, nous avons pensé qu'il existait des causes d'erreurs possibles. Nous avons repris cette détermination en utilisant une méthode basée sur l'emploi de l'appareil conçu par Mme P. Curie (⁴) pour la mesure des sources à rayonnement α intenses. Dans cet appareil, on mesure l'ionisation produite par une fraction connue

(¹) Séance du 11 juin 1928.
(²) H. Geiger, *Proc. Roy. Soc.*, 82, 1909, p. 486.
(³) H. Fonovits Smereker, *Wien. Ber.*, 131, 1922, p. 355.
(⁴) Mme P. Curie, *J. Chim. Phys.*, 22, 1925, p. 141.

du rayonnement total de la source. A cet effet, la source, de diamètre inférieur à 1^{cm}, est placée dans le vide à une distance D ($D = 15^{cm}$) d'un diaphragme de 2^{mm} de diamètre fermé par une feuille d'aluminium de $\frac{3}{1000}$ de millimètre d'épaisseur. Le faisceau de rayons limité par le diaphragme traverse la feuille d'aluminium et pénètre dans une chambre d'ionisation où l'on mesure le courant de saturation. Ce faisceau étant géométriquement déterminé, l'appareil permet des mesures absolues, à la correction due à l'écran d'aluminium près. Dans les conditions ci-dessus, on mesure l'ionisation correspondant à la 50000e partie environ du rayonnement α total.

Le principe de la méthode consiste dans la mesure à l'aide de cet appareil, du rayonnement α d'une forte source de RaC′, source que l'on compare par son rayonnement γ à un étalon de radium.

Cet appareil permet, en outre, en introduisant de l'air à une pression connue entre la source et le diaphragme, de mesurer l'ionisation correspondant à des rayons α de parcours restant différents, d'où un moyen de contrôle de la courbe d'ionisation de Bragg. La présence du rayonnement β et γ dans la chambre d'ionisation nécessite des corrections qu'il est aisé d'établir pour les rayons β et γ pénétrants; les rayons β de faible vitesse sont éliminés par l'emploi d'un champ magnétique, seuls les rayons γ de pouvoir pénétrant comparable à celui des rayons α pourraient constituer une cause d'erreur. Dans cette Note nous décrirons les expériences que nous avons faites en vue d'éclaircir ce point.

Un fil d'or portant le dépôt actif étudié est placé dans le vide à quelques centimètres d'une première fente parallèle à la source; le faisceau ainsi limité chemine dans le vide et peut sortir de l'appareil en traversant une feuille d'aluminium mince de $\frac{5}{1000}$ de millimètre d'épaisseur fermant une deuxième fente parallèle à la première. L'appareil très plat est placé dans l'entrefer d'un électro-aimant qui crée un champ magnétique intense parallèle à la direction des fentes. Un électroscope est placé très près de la fenêtre de sortie et permet de mesurer l'ionisation produite par le rayonnement.

La canalisation et la largeur de la fente de sortie sont telles que lorsque l'on établit le champ magnétique, les rayons α sont déviés et seul le rayonnement γ peut entrer dans l'électroscope. Nous avons mesuré l'ionisation produite par les rayons : 1° en l'absence de champ magnétique; 2° avec champ magnétique; 3° avec champ magnétigue et en plaçant sur la fenêtre de sortie une série d'écrans d'aluminium d'épaisseurs connues variant de $\frac{2}{100}$ à $\frac{1}{10}$ de

millimètre. Avec une source de dépôt actif du radium, le rayonnement γ représente environ 2,6 pour 100 du rayonnement total. Un écran de $\frac{6}{100}$ de millimètre qui arrêterait complètement les rayons α du RaC′ diminue de 7 pour 100 environ le rayonnement γ mesuré. En tenant compte de l'absorption du rayonnement γ dans la série des écrans, on a trouvé que s'il existe un rayonnement γ très mou l'ionisation qu'il produit représente moins de $\frac{1}{1000}$ de l'ionisation due au rayonnement total $\alpha+\beta+\gamma$. Le rayonnement γ très absorbable venant du RaB ou du Ra(C + C′) a donc un effet ionisant négligeable vis-à-vis de celui des rayons α. Les résultats et les détails expérimentaux relatifs à la courbe de Bragg et à la détermination du nombre d'ions produits par 1 millicurie de RaC′ feront l'objet d'une publication ultérieure.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur l'état d'ionisation des solutions d'hydrogène sulfuré.* Note de M. **Maurice Auméras**, présentée par M. Henry Le Chatelier.

Nous avons montré [1] que la loi de solubilité du sulfure de cadmium dans l'acide chlorhydrique, en solution étendue et à la température de 16°, peut être représentée par l'équation d'équilibre :

$$(\underline{\mathrm{HCl}}) = 970\sqrt{(\underline{\mathrm{H^2S}})(\underline{\mathrm{CdCl^2}})} \quad [2].$$

D'autre part, un calcul simple nous indique qu'il existe entre les constantes des différents équilibres

$$(\overset{++}{\mathrm{Cd}})(\overset{--}{\mathrm{S}}) = \mathrm{P} = \text{produit de solubilité},$$
$$(\overset{+}{\mathrm{H}}) = \mathrm{A}(\overset{-}{\mathrm{HS}})(\overset{++}{\mathrm{Cd}}),$$
$$(\overset{+}{\mathrm{H}})^2 = \mathrm{B}(\mathrm{H^2S})(\overset{++}{\mathrm{Cd}}),$$
$$(\overset{-}{\mathrm{HS}})(\overset{+}{\mathrm{H}}) = \mathrm{C}(\mathrm{H^2S}),$$
$$(\overset{--}{\mathrm{S}})(\overset{+}{\mathrm{H}}) = \mathrm{D}(\overset{-}{\mathrm{HS}}),$$

les relations :

$$\mathrm{P} \times \mathrm{A} = \mathrm{D},$$
$$\mathrm{A} \times \mathrm{C} = \mathrm{B}.$$

---

(1) *Comptes rendus*, **186**, 1928, p. 1541.

(2) $(\underline{\mathrm{HCl}})$, $(\underline{\mathrm{H^2S}})$ et $(\underline{\mathrm{CdCl^2}})$ désignant les concentrations totales en acide chlorhydrique, acide sulfhydrique et chlorure de cadmium.

Ainsi la connaissance de trois de ces constantes (¹) doit nous permettre de calculer les deux autres.

La valeur de la constante B a été déjà donnée (²). A la température de 16°.

$$B = (970)^2 = 940.000.$$

Il semblerait que la constante P soit égale à

$$P = \left(\frac{s}{144,4}\right)^2 \quad (^3).$$

En réalité le produit de solubilité du sulfure de cadmium déduit de la solubilité de ce sel dans l'eau (⁴) ne concorde pas avec l'ensemble de nos déterminations, la valeur ainsi obtenue correspondant à la relation d'équilibre :

$$\underset{\text{Solide.}}{CdS} + \underset{\text{Solution.}}{H^2O} \rightleftharpoons \underset{\text{Solution.}}{\overset{+}{Cd}OH + \overset{-}{H}S}$$

et non pas, comme on serait tenté de le croire, à l'équilibre de dissociation

$$\underset{\text{Solide.}}{CdS} \rightleftharpoons \underset{\text{Solution.}}{\overset{++}{Cd} + \overset{--}{S}.}$$

Ces considérations théoriques sont vérifiées non seulement par nos propres expériences, mais encore par les résultats trouvés par d'autres auteurs.

En 1910, L. Bruner et J. Zawadzki (⁵) ont utilisé en effet un intéressant travail de Bodländer (⁶) montrant que l'on peut calculer le produit de solu-

---

(¹) Ces constantes n'étant pas prises toutes trois dans la même équation.

(²) En admettant, dans les conditions de nos expériences, d'une part une dissociation complète de l'acide chlorhydrique et du chloruré de cadmium, d'autre part une dissociation unique de l'acide sulfhydrique suivant le premier stade :

$$H^2S \rightleftharpoons \overset{-}{H}S + \overset{+}{H}.$$

(³) *s* représentant le coefficient de solubilité du sulfure de cadmium à une température déterminée, c'est-à-dire la quantité en grammes de ce sel qui se dissout dans un litre d'eau pure à cette température.

(⁴) 1000^{cm^3} d'eau dissolvent $1,30.10^{-3}$ gramme de sulfure de cadmium à 18°, d'après Weigel (*Z. phys. Chem.*, 58, 1907, p. 294).

(⁵) L. Bruner et J. Zawadzki, *Z. anorg. Chem.*, 65, 1910, p. 136, et 67, 1910, p. 454.

(⁶) Bodländer, *Z. phys. Chem.*, 27, 1908, p. 55.

bilité P des électrolytes à partir de leur chaleur de formation Q et des potentiels électrolytiques E_a et E_c de leurs ions.

La formule de Bodländer appliquée dans le cas des sulfures prend la forme

$$\frac{Q}{2.23100} = E_a + E_c - 0,029 \log P.$$

A l'aide de cette formule, L. Bruner et J. Zawadzki ont obtenu pour produit de solubilité du sulfure de cadmium à 18°, la valeur

$$P = 3,6.10^{-29}.$$

Connaissant maintenant B = 940000 déduit de nos déterminations, le véritable produit de solubilité P ([1]) et la première constante de dissociation C de l'acide sulfhydrique ([2]), il est aisé de calculer ([3]) la valeur de la deuxième constante de dissociation D de cet acide.

Nous trouvons ainsi

$$D = 0,59.10^{-15}$$

et

$$D = 0,37.10^{-15} \quad ([4])$$

au lieu de

$$D = 1,2.10^{-15},$$

valeur déterminée à 25° par Knox ([5]) par des mesures électriques et l'hypothèse de l'existence d'un complexe du mercure dans les solutions de sulfure mercurique dans le sulfure de sodium. Si donc nous ne retrouvons pas la constante de Knox, nous retrouvons, du moins, une constante du même ordre de grandeur.

([1]) Proposé par Bruner et Zawadzki.

([2]) $C = 5,7.10^{-8}$ à 18° et pour des dilutions comprises entre 25 et 125 litres par molécule-gramme de H^2S, d'après Walker et Cormack (*J. chem. Soc.*, 77, 1900, p. 5).

$C = 9,1.10^{-8}$ à 18° et pour des dilutions comprises entre 22 et 230 litres par molécule-gramme de H^2S, d'après Auerbach (*Z. phys. Chem.*, 49, 1904, p. 217).

([3]) En utilisant les relations : $P \times A = D$ et $A \times C = B$.

([4]) En prenant pour valeur de la constante C soit la valeur de Walker et Cormack, soit celle de Auerbach.

([5]) J. Knox, *Z. für Elektr.*, 12, 1906, p. 477.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Influence de la viscosité sur la vitesse d'absorption du gaz carbonique par les solutions de carbonate neutre de sodium.* Note [1] de MM. **Paul Riou** et **Paul Cartier**, présentée par M. Henry Le Chatelier.

Nous avons étudié [2] l'influence de quelques corps organiques sur la vitesse d'absorption du gaz carbonique par les solutions de carbonate neutre de sodium. Ces travaux tendaient à déterminer le rôle de la viscosité dans la vitesse d'absorption d'un gaz par un liquide.

Nous avons continué nos recherches sur des solutions alcalines contenant des corps organiques plus ou moins visqueux ne donnant pas de combinaisons avec le carbonate neutre de sodium. Nous donnons dans ce travail les vitesses d'absorption du gaz carbonique par des solutions de carbonate neutre de sodium contenant, en concentrations variables, du glycol éthylénique, de l'alcool méthylique et éthylique, du lactose et de l'aldéhyde méthylique.

Les concentrations sont exprimées en molécules-grammes multipliées par 10^{-2} dans 100^g d'eau et les vitesses V en centimètres cubes de gaz absorbés en une seconde par centimètre carré de surface absorbante multiplié par 10^4. Les expériences ont été faites à la température de 20°. Le tableau suivant donne la vitesse d'absorption du gaz carbonique par une solution de carbonate neutre de sodium additionné de glycol et de lévulose.

$CO^3Na^2 = 9,3$.

Glycol.			Lévulose.		
C.	V.	Viscosité.	C.	V.	Viscosité.
0,00	43,4	0,01222	0,00	43,4	0,01222
8,05	53,5	0,01416	2,00	62,5	0,01362
16,10	62,0	0,01566	5	71,4	0,01482
24,15	69,0	0,01788	7,8	72	0,01743
32,20	76,0	0,02012	10	14	0,02180
40,25	80,0	0,02608			

Les chiffres qui suivent se rapportent à des solutions additionnées de méthanol et d'éthanol :

---

(1) Séance du 11 juin 1928.

(2) *Comptes rendus*, **184**, 1927, p. 325.

$CO^3Na^2 = 9,3$.

Méthanol.			Éthanol.		
C.	V.	Viscosité.	C.	V.	Viscosité.
0,00	43,4	0,01222	0,0	43,4	0,01222
6,25	57,3	0,01360	4,3	47,2	0,01323
12,05	71,3	0,01490	8,7	49,3	0,01453
18,75	85,5	0,01555	13,0	51,7	0,01528
25,00	94,7	0,01640	17,38	53,0	»
31,25	103,5	0,01733	21,7	55,3	»
37,50	114,6	0,01826	26	58	»
43,75	123,4	0,01927			
50	130	»			

Le tableau suivant se rapporte aux solutions additionnées d'aldéhyde formique et de lactose :

$CO^3Na^2 = 9,3$.

Aldéhyde formique.			Lactose.		
C.	V.	Viscosité.	C.	V.	Viscosité.
0,0000	43,4	0,01222	0,00	43,4	0,01222
0,0123	50,0		0,64	51,2	0,01241
0,0615	61,0		1,28	61,7	0,01390
0,1230	66,5		1,92	66,2	0,01464
0,6150	128,3		2,56	68,5	0,01537
1,2300	135,5				
2,4600	146,0	0,01565			
3,6900	160,5	0,01816			
6,1500	186,8	0,02329			

Il est facile de se rendre compte que la viscosité n'est pas le facteur principal de la vitesse d'absorption du gaz carbonique par les solutions de carbonate neutre de sodium. Nous donnons, dans le tableau suivant, la liste des corps que nous avons ajouté à une solution de carbonate de sodium de même concentration. Pour une vitesse d'absorption déterminée nous avons calculé les données correspondantes :

	$V \times 10^4$.	P. M.	Conc. du M. G. $\times 10^{-2}$.	Viscosité.
Glycérine	55	92	4,2	0,01280
Glycol	55	62	9,5	0,01420
Dextrose	55	180	0,4	0,01230
Lévulose	55	180	1,4	0,01280
Saccharose	55	342	0,2	0,01230
Lactose	55	342	0,9	0,01320
Alcool méthylique	55	32	5	0,01300
Alcool éthylique	55	46	19	0.01500
Aldéhyde méthylique	55	30	0,0312	0,01312

L'examen des résultats obtenus dans nos recherches nous impose les conclusions suivantes :

1° La viscosité peut avoir une certaine influence sur la vitesse d'absorption d'un gaz par un liquide, mais n'est en aucun cas le facteur principal.

2° La fonction chimique du corps organique cristalloïde ajouté semble jouer un rôle très important, sinon prépondérant, sur la vitesse d'absorption d'un gaz par un liquide.

3° Tous les corps organiques cristalloïdes, ne donnant pas de combinaison avec le carbonate neutre de sodium, ont augmenté la vitesse de réaction alors que la viscosité augmentait. L'aldéhyde méthylique à la concentration de $0^g,0037$ dans 100^{cm^3} de solution a fait passer la vitesse de 43,4 à 50. A la concentration de $0^g,3$ elle est passée aux environs de 130. Ces derniers résultats nous rapprochent des actions catalytiques et permettront peut-être des applications industrielles intéressantes dans le lavage des gaz. Nous nous proposons d'étudier plus attentivement ce phénomène.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur la chaleur de formation des mélanges hydro-alcooliques partiellement miscibles.* Note [1] de M. **Pierre Brun**, présentée par M. G. Urbain.

Au cours des recherches que nous poursuivons sur les huiles de füsels [2], nous avons été conduits, en vue d'études ultérieures, à la détermination des chaleurs de formation de ces liquides.

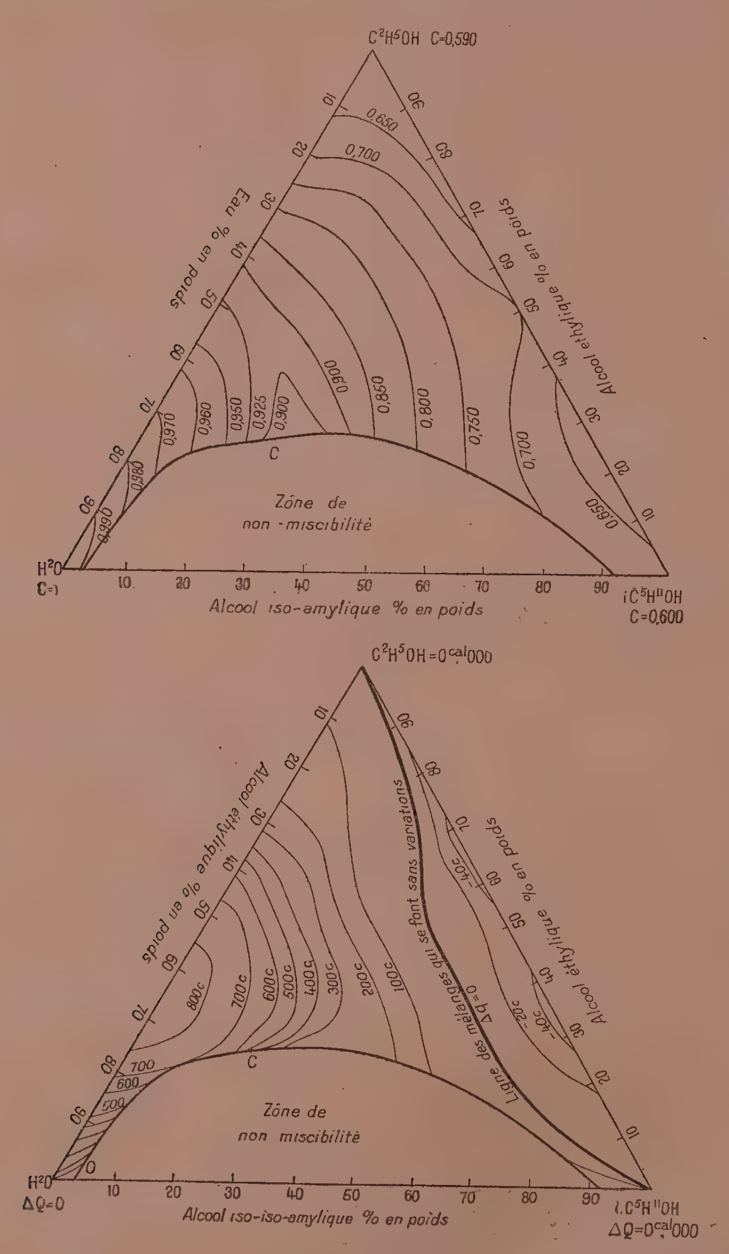
Pour faire ces mesures, nous avons assimilé ces huiles, en première approximation, à des mélanges d'eau-alcool éthylique-alcool iso-amylique (qui en sont les constituants principaux). Nous avons préparé des séries de mélanges de ces trois liquides, mélanges dont nous avons fait l'étude calorimétrique par la méthode classique de Berthelot. Nos résultats paraîtront plus tard et nous donnerons seulement ici deux graphiques qne nous avons pu construire à l'aide de ces données. L'examen de ces graphiques, rapprochés de ceux que nous avons publiés déjà [3], nous permet, dans le cas des mélanges ternaires, de vérifier les principes établis dans le cas des mélanges de deux liquides (les mélanges qui s'accompagnent d'une contraction sont

(1) Séance du 4 juin 1928.

(2) P. Brun, *Comptes rendus*, 180, 1925, p. 1747.

(3) P. Brun, *Comptes rendus*, 182, 1926, p. 1221.

exothermiques; ceux qui se produisent avec une augmentation de volume



sont endothermiques), et de constater la proportionnalité des deux variations $\Delta q = f\,\Delta V$.

Nous constatons également que ni la chaleur de mélange, ni la chaleur spécifique de nos mélanges ne sont fonctions des concentrations des différents constituants. En particulier, si nous prenons des mélanges des deux alcools (de chaleurs spécifiques sensiblement égales) auxquels nous ajoutons des proportions croissantes d'eau, la masse des alcools étant prise comme unité, celle de l'eau étant M, si c est la chaleur spécifique de l'eau, c' celle des alcools et φ celle du mélange, la formule de Biron (1),

$$c' = \varphi(1 + M) - cM,$$

vérifiée avec assez de précision pour les mélanges loin de l'état critique, ne l'est plus du tout pour ceux qui approchent de la limite de miscibilité.

Nous signalerons aussi, en passant, que nous vérifions une fois de plus, sur la nappe représentative des propriétés thermiques de nos mélanges, l'existence du palier caractéristique de la miscibilité critique (2). C'est pourquoi nous avons été surpris des résultats publiés récemment sur les chaleurs de mélanges de certains couples partiellement miscibles (3). L'auteur a effectué ses mesures soit au-dessus, soit au-dessous de la température critique et n'a observé aucun trouble dans la régularité des isothermes au voisinage du point critique : il en conclut donc que, au point de vue calorimétrique, il y a continuité entre la zone de miscibilité et celle de non-miscibilité. Il est assez remarquable que, dans ce cas particulier, la miscibilité critique, qui semble cependant influer sur toutes les propriétés physiques des mélanges partiellement miscibles soit sans action sur leurs propriétés thermiques.

Nous pensons que peut-être n'y a-t-il pas d'influence sur les propriétés thermiques dans le cas où les mélanges s'effectuent sans association moléculaire, et inversement les associations moléculaires modifieraient les propriétés thermiques des mélanges? Seule une étude méthodique de nombreux mélanges qui serait orientée dans cette voie permettrait peut-être de répondre à cette question.

---

(1) Biron, *J. Soc. Chim. Phys. R.*, 40, 1908, p. 341.
(2) P. Brun, *Comptes rendus*, 182, 1926, p. 1223.
(3) Mondain-Monval, *Bull. Soc. chim.*, 43, 1928, p. 145.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Contribution à l'étude des alliages de cuivre par la diffraction des rayons X.* Note (1) de M. **Joseph Loiseau**, transmise par M. Léon Guillet.

J'ai étudié, par les radiogrammes de Laue, la structure, après recuit, à des températures croissantes :

	Degré d'écrouissage (2) pour 100.
Du cuivre laminé	100
Du laiton Cu = 67, Zn = 33, laminé	80
Du laiton Cu = 60, Zn = 40, sans Pb	80
Du laiton Cu = 60, Zn = 40, avec Pb	80

Les taches de diffraction se répartissent, de part et d'autre, de la direction perpendiculaire au laminage passant par l'axe du faisceau, ce qui permet de déterminer, même aux températures élevées, la direction du laminage qui s'observe facilement après un recuit : à 1050° pour le cuivre, à 900° pour le laiton 67/33, à 700° pour le laiton 60/40.

Les plans réflecteurs qui forment le radiogramme sont ceux d'indice (100) du réseau cubique simple dont la maille serait : $3,60 \times 10^{-8}$ cm pour le cuivre, $3,98 \times 10^{-8}$ cm pour le laiton 67/33, $3,60 \times 10^{-8}$ cm pour le laiton 60/40 lorsque ces métaux sont laminés ou recuits à température modérée.

L'écrouissage oriente les plans (100) en les inclinant de 5°30′ sur le plan contenant la direction du laminage (Oy) et l'axe du faisceau. Ces faces sont inclinées du même angle sur le plan contenant la direction perpendiculaire (Ox) au sens de laminage et l'axe du faisceau. Pour un écrouissage voisin de 100 pour 100, le nombre des plans réflecteurs qui réfléchissent sur l'axe (Oy) est beaucoup plus grand que le nombre des plans qui réfléchissent sur l'axe (Ox).

Les plans bissecteurs des plans réflecteurs sont perpendiculaires entre eux et leur intersection est sur l'axe du faisceau.

Par laminage, le métal subit une modification profonde due aux déformations par glissement des masses cristallines. Le recuit a d'abord pour

(1) Séance du 11 juin 1928.

(2) Le degré d'écrouissage est défini par la relation $\frac{S - s}{s}$, S section initiale, s section finale de la planche.

effet d'orienter les plans (100) autour d'un axe perpendiculaire à la feuille laminée. Le recuit complet est atteint lorsque ces plans sont définitivement orientés.

Par surchauffe, il y a réflexion sur les plans réticulaires dont la distance est inférieure à la dimension de la maille et qui sont, dans l'ordre des équidistances décroissantes, les plans (110), (111), (200).

Le passage par un point de transformation modifie la forme des spectres en donnant aux taches de diffraction une orientation radiale pour un temps de chauffage suffisamment prolongé, ce qui annule l'effet dû au laminage.

J'ai comparé les spectres de Laue aux micrographies et aux courbes de l'essai de traction. J'ai observé les quatre zones classiques :

Première zone : Influence nulle; les propriétés gardent leurs valeurs initiales; le spectre s'apparente à celui du métal laminé.

Deuxième zone : Influence croissante; les propriétés varient avec la température; l'orientation des plans (100) se manifeste par le commencement de répartition des taches sur un cercle.

Troisième zone : Influence constante; les propriétés gardent les valeurs qu'elles ont à la fin de la deuxième zone. A ce moment le métal est entièrement recuit. Les plans (100) sont orientés.

Quatrième zone : Influence néfaste; toutes les propriétés diminuent de valeur simultanément; le métal est surchauffé. Les spectres indiquent les réflexions sur les plans (110), (111), (200).

Les cristaux grossissent et l'on peut obtenir le spectre du métal sur cristal unique après un chauffage suffisamment prolongé.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Étude cristallographique par rayons X de la structure de dépôts électrolytiques simultanés de deux métaux.* Note de MM. **Albert Roux** et **Jean Cournot**, présentée par M. Léon Guillet.

Nous avons déposé simultanément par électrolyse les métaux suivants : cuivre-zinc sur acier, cadmium-argent sur duralumin, cadmium-étain sur duralumin, cadmium-nickel sur duralumin, et nous avons recherché [1], sur les spectres de diffraction des rayons X, si les métaux déposés en même temps conservaient leur personnalité ou s'ils se combinaient ou donnaient lieu à miscibilité pendant l'électrolyse.

---

[1] Ces recherches constituent une partie de celles entreprises grâce à la subvention accordée en 1926 par l'Académie aux deux auteurs sur la fondation Le Chatelier.

Nous avons, dans nos expériences, utilisé un tube Coolidge à anticathode de molybdène refroidie par circulation d'eau (tension 39000 volts, intensité efficace 10 milliampères, distance anticathode-échantillon 180^{mm}, largeur de la fente 0^{mm},2). Le film photographique était enroulé sur un cylindre de diamètre 120^{mm} dont l'axe était confondu avec l'axe d'oscillation de l'échantillon.

L'échantillon était constitué par une plaque métallique recouverte du dépôt électrolytique, comme nous l'avons indiqué ci-dessus. L'angle d'oscillation de l'échantillon était de 15°; les rayons étaient filtrés à travers une couche de zircone pour n'utiliser que la radiation de longueur d'onde $\lambda = 0,712$. La durée du temps de pose variait de 3 à 5 heures suivant les échantillons.

Les tableaux indiquent les résultats obtenus expérimentalement et ceux déduits de la formule $d = \frac{n\lambda}{2\sin\theta}$, dans laquelle d est la distance des plans réticulaires, n le nombre entier, $\lambda = 0,712$, θ l'angle d'incidence.

Distance des raies au rayon non dévié.	Angle 2θ.	Distance des plans.	Intensité des raies.	Distance des raies au rayon non dévié.	Angle 2θ.	Distance des plans.	Intensité des raies.
			Argent.				
mm	°	Å		mm	°	Å	
11,5	12,19	3,727	faible	30,0	31,80	1,440	très faible
15	15,90	2,858	faible	34,50	36,22	1,290	forte
17,50	18,55	2,453	*très forte*	36,00	38,16	1,206	moyenne
20,50	21,73	2,097	*forte*	41,50	43,99	1,054	faible
25,5	27,03	1,690	faible	45,75	48,49	0,958	faible
27,0	28,62	1,597	faible	47,75	50,61	0,920	faible
29,0	30,74	1,489	moyenne				
			Argent-Cadmium.				
16,00	16,96	2,681	*forte*	35,00	37,10	1,249	moyenne
18	19,08	2,385	*très forte*	36,75	38,95	1,182	moyenne
21	22,26	2,046	*forte*	43,00	45,58	1,016	faible
29,75	31,53	1,453	moyenne	46,5	49,29	0,943	faible
31,50	33,39	1,374	*forte*	48,0	50,88	0,915	faible

Distance des raies au rayon non dévié.	Angle 2θ.	Distance des plans.	Intensité des raies.	Distance des raies au rayon non dévié.	Angle 2θ.	Distance des plans.	Intensité des raies.
			Cadmium.				
mm 14,75	° 15,63	Å 2,905	très faible	mm 37,00	° 39,22	Å 1,174	très faible
16,50	17,49	2,601	faible	38,50	40,81	1,130	très faible
18,00	19,08	2,384	*très forte*	40,75	43,25	1,069	très faible
20	21,20	2,148	très faible	42,75	45,31	1,022	très faible
22,25	23,58	1,933	moyenne	45,50	48,23	0,962	très faible
28,75	30,47	1,503	*forte*	47,25	50,08	0,928	très faible
32,75	34,71	1,323	*forte*	51,00	54,06	0,864	très faible
34,25	36,30	1,265	faible				
			Nickel-Cadmium.				
18,00	19,08	2,385	*très forte*	35,00	37,10	1,249	moyenne
21,00	22,26	2,046	*forte*	36,75	38,95	1,182	faible
26,25	28,09	1,627	très faible	43,00	45,58	1,016	faible
29,75	31,53	1,453	moyenne	47,00	49,82	0,959	faible
31,00	32,86	1,395	très faible	48,00	50,88	0,915	faible
			Nickel.				
20,75	21,99	2,072	*très forte*	34,25	36,30	1,243	faible
24,00	25,44	1,794	*forte*	40,50	42,93	1,086	moyenne
			Étain.				
15,00	15,90	2,858	moyenne	33,00	34,98	1,312	*forte*
21,00	22,26	2,046	*très forte*	35,75	37,89	1,214	*forte*
25,50	27,03	1,690	moyenne	39,50	41,87	1,103	faible
28,75	30,47	1,502	*forte*	41,50	43,99	1,059	faible
29,50	31,27	1,465	moyenne	44,00	46,64	0,994	faible
			Étain-Cadmium.				
18	19,08	2,385	*très forte*	36,50	38,69	1,155	très faible
21	22,26	2,046	*forte*	43,00	45,58	1,016	faible
29,75	31,53	1,453	moyenne	45,50	49,29	0,943	faible
31,50	33,39	1,374	faible	48,00	50,88	0,915	faible
35,00	37,10	1,249	moyenne				
			Zinc.				
17,00	18,03	2,521	*très forte*	31,75	33,33	1,417	*forte*
18	19,08	2,384	faible	34,50	36,22	1,190	faible
20	21,20	2,148	*très forte*	36,50	38,69	1,155	faible
25	26,25	1,746	moyenne	38,00	39,90	0,935	faible

Distance des raies au rayon non dévié.	Angle 2θ.	Distance des plans.	Intensité des raies.	Distance des raies au rayon non dévié.	Angle 2θ.	Distance des plans.	Intensité des raies.
			Cuivre.				
mm	°	Å		mm	°	Å	
21,00	22,29	2,045	*très forte*	40,75	43,25	1,069	moyenne
24,25	25,63	1,528	*forte*	42,50	45,11	1,050	faible
33,5	35,54	1,294	moyenne				
			Cuivre-Zinc.				
20,25	21,46	2,122	*très forte*	37,0	39,22	1,174	faible
23,5	24,91	1,832	*forte*	39,0	41,43	1,116	faible
30,0	31,80	1,440	faible	40,5	42,93	1,076	faible
33,0	34,98	1,312	faible				

L'examen des résultats obtenus montre bien que les spectres des dépôts simultanés ne sont pas la superposition des spectres des métaux constituants, donc que pendant l'électrolyse, les métaux s'unissent pour former soit des solutions, soit des combinaisons; la modification est d'ailleurs d'autant plus profonde que le diagramme d'équilibre est plus complexe.

CHIMIE MINÉRALE. — *Sur la préparation et les propriétés d'un borure de cérium.* Note de M. **L. Andrieux**, présentée par M. G. Urbain.

La méthode électrolytique de préparation des borures que j'ai fait connaître récemment m'a permis d'obtenir de nouveaux borures, notamment les borures de quelques métaux des terres rares. L'oxyde de cérium étant le plus commun des oxydes des terres rares, c'est lui que j'ai d'abord utilisé. Je me bornerai à résumer dans cette Note les recherches relatives à un borure de cérium de formule CeB^6. Dans ces recherches, je me suis attaché surtout à déterminer la composition des bains d'électrolyse convenant le mieux à la préparation de ce borure et susceptibles d'être employés également à la préparation des borures des autres métaux des terres rares. Les essais et les analyses ont été faits de la même manière que pour les borures des métaux alcalino-terreux [1].

A. L'électrolyse de l'oxyde de cérium CeO^2 dissous dans l'anhydride

---

(1) *Comptes rendus*, **186**, 1928, p. 1537.

borique fondu se fait difficilement, car le métaborate formé $Ce^2O^3.3B^2O^3$ possède un point de fusion très élevé et n'est pas miscible avec l'anhydride borique en excès.

B. Les mélanges d'oxyde de cérium, d'anhydride borique en excès et de fluorure de cérium donnent à des températures voisines de 1000° des bains homogènes, fluides et suffisamment stables pour être électrolysés.

En électrolysant à 1000° par un courant de 20 ampères le mélange

$$\frac{1}{2}CeO^2 + B^2O^3 + \frac{1}{2}CeF^3$$

j'ai obtenu de beaux cristaux bleu violacé qui, à l'analyse, ont donné les résultats suivants :

	I.	II.	III.	Calculé pour CeB^6.
Bore................	31,67	31,55	31,72	31,64
Cérium..............	68,07	68,16	68,18	68,36

La préparation du borure de cérium CeB^6, à partir de bains tels que le précédent, formés de borate de cérium, de fluorure de cérium et d'anhydride borique en excès, présente plusieurs inconvénients : pendant la fusion et l'électrolyse il se produit un dégagement de fluorure de bore assez gênant; après l'électrolyse, il est difficile de séparer les cristaux obtenus de la masse; enfin les mélanges précédents exigent de trop grandes quantités d'oxyde et de fluorure de cérium; ce dernier inconvénient suffirait, à lui seul, à rendre la méthode inapplicable à l'electrolyse des autres « terres rares ».

C. C'est dans le but d'éviter ces inconvénients que j'ai fait d'autres essais dans lesquels j'ai remplacé le fluorure de cérium par un autre fluorure, et même une partie de l'oxyde de cérium par un autre oxyde. Voici la composition (en molécules-gramme) des bains que j'ai électrolysés à des températures de 950 à 1000°, par des courants de 20 ampères :

1° $\frac{1}{3}CeO^2 + B^2O^3 + KF$,
2° $\frac{1}{3}CeO^2 + B^2O^3 + LiF$,
3° $\frac{1}{3}CeO^2 + B^2O^3 + CaF^2$,
4° $\frac{1}{3}CeO^2 + B^2O^3 + BaF^2$,
5° $\frac{1}{3}CeO^2 + B^2O^3 + MgF^2$,
6° $\frac{1}{10}CeO^2 + 2B^2O^3 + K^2O$,
7° $\frac{1}{10}CeO^2 + 2B^2O^3 + Li^2O(Li^2CO^3)$,
8° $\frac{1}{10}CeO^2 + 2B^2O^3 + K^2O + KF$,
9° $\frac{1}{10}CeO^2 + 2B^2O^3 + Li^2O(Li^2CO^3) + LiF$,
10° $\frac{1}{10}CeO^2 + 2B^2O^3 + MgO + MgF^2$.

Dans tous ces essais j'ai obtenu le même borure CeB^6. Le bain d'élec-

trolyse n° 9, constitué par un mélange de borate de lithium et de fluorure de lithium, donne particulièrement de bons résultats; il fond assez facilement, il est fluide et stable; il ne désagrège pas les creusets de charbon et permet, à partir d'une faible quantité d'oxyde, de préparer une notable quantité de borure. J'ai pu, par exemple, obtenir avec ce bain 10g,830 de borure en partant de 15g de CeO^2, après 2 heures et demie d'électrolyse.

D. Lorsqu'on emploie le borax seul, ou un mélange de borax et de fluorure de sodium comme bains d'électrolyse, on obtient généralement des composés plus riches en bore, dont je poursuis l'étude.

E. Enfin l'électrolyse de l'oxyde de cérium dans un mélage de borate et de fluorure alcalino-terreux donne des borures qui peuvent contenir à la fois du cérium et le métal alcalino-terreux.

Le borure de cérium CeB^6 se présente sous forme d'agrégats de petits cristaux bleu violacé d'aspect cubique ou prismatique au microscope. Il est dur, il raye facilement le quartz et la topaze, difficilement le rubis. Sa densité est 4,6 à 15°.

Il n'est attaqué ni par l'acide chlorydrique, ni par l'acide fluorhydrique, ni par l'acide sulfurique étendu. L'acide sulfurique concentré l'attaque à chaud avec dégagement de SO^2. L'acide azotique étendu l'attaque rapidement; la réaction est très énergique avec l'acide azotique concentré.

Il résiste à l'attaque des solutions alcalines, mais il est décomposé au rouge par la soude et la potasse fondues, et par les carbonates, les nitrates et les bisulfates alcalins.

Il brûle difficilement à l'air, mais il réagit violemment quand on le chauffe avec certains oxydants tels que le peroxyde de plomb et le peroxyde de sodium.

En résumé, c'est un corps stable qui rappelle beaucoup, par ses propriétés, les borures des métaux alcalino-terreux.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Courbes d'absorption des pulégonénols.* Note [1] de M. **Jean Savard**, présentée par M. Charles Moureu.

Si les courbes d'absorption ultraviolette ont déjà permis de déceler l'apparition d'une forme énolique [2] dans une solution, l'étude du spectre d'un énol libre et pur n'a pas encore été réalisée,

---

[1] Séance du 11 mai 1928.

[2] S.-A. Schou, *Comptes rendus*, **184**, 1927, p. 1452.

Ayant nous-même mis au point une méthode de préparation de quelques énols ([1]), nous avons jugé utile d'en déterminer les courbes d'absorption. Nous nous sommes adressé au pulégonénol et à l'isopulégonénol, dont nous avions précédemment reconnu la stabilité. Ces corps ne sont pas des mélanges en équilibre, plus ou moins riches en forme énolique, mais renferment bien 100 pour 100 de cette forme, ainsi que le montre le dosage de l'OH par les organozinciques ou les organomagnésiens, et possédant les formules de constitution :

```
        CH³                     CH³                           CH³
        |                       |                             |
        CH                      CH                            CH
  CH²/    \CH            CH²/    \CH²                 CH²/    \CH
    |      ||              |       |          ou        |      ||
  CH²\    /COH           CH²\    //COH                CH²\    /COH
        C                       C                             CH
        ||                      |                             |
  CH³ — C — CH³          CH³ — C = CH²                CH³ — C = CH²
   Pulégonénol.          \______________________________________/
                                     Isopulégonénol.
```

Nous avons tracé sur la même figure les courbes d'absorption de la pulégone, de l'isopulégone et de leurs énols.

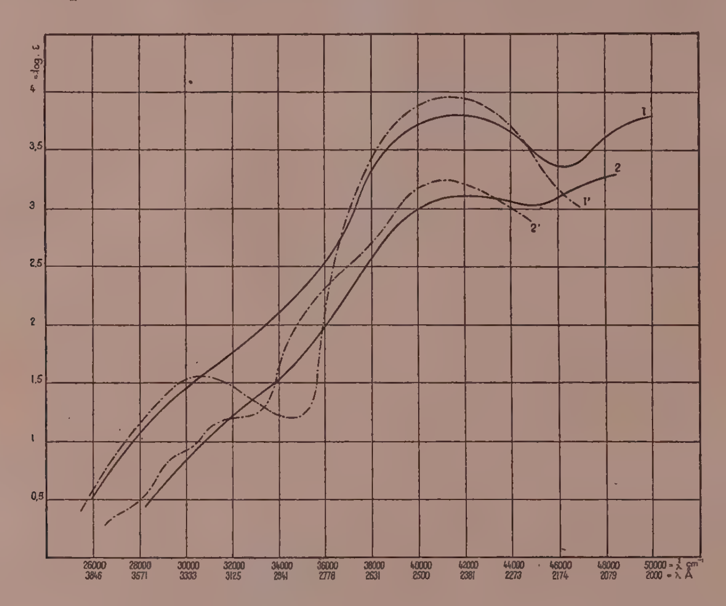
	Maximum (CO). $\frac{1}{\lambda}$.	Maximum (CO). log ε.	Maximum (C=C). $\frac{1}{\lambda}$.	Maximum (C=C). log ε.	Bande de l'OH.
Pulégone......	30′,664	1,560	41′,254	3,950	Pas de bande
Pulégonénol...	Pas de bande		42,000	3,844	Bande visible jusqu'à 50′,200; log = 3,766 env.
Isopulégone ...	Palier, mais pas de maximum défini		41,237	3,243	Pas de bande
Isopulégonénol.	Pas de bande		42,500	3,120	Bande visible jusqu'à 48′,500; log = 3,3 env.

Les courbes des deux énols présentent par rapport à celles des cétones correspondantes des variations comparables.

La forme énolique et la forme cétonique donnent, vers le rouge, sensiblement la même absorption, mais tandis que la courbe de la première s'élève sans irrégularité jusqu'au 2380 Å, celle de la deuxième comprend deux parties bien distinctes, l'une située entre 3000 et 3200 Å, correspondant au

([1]) Grignard et Savard, *Comptes rendus*, **179**, 1924, p. 1573; *Bull. Soc. chim.*, **37**, 1925, p. 597.

groupement CO, et l'autre aux environs de 2400 Å et correspondant à la double liaison. Le remplacement de la fonction CO par la fonction énol supprime la première bande (la moins accusée) de la courbe de la pulé-



gone. Ainsi se trouve démontré une fois de plus que cette bande correspond bien au groupe CO.

Examinons les courbes au delà du point maximum de la double liaison. Celles des cétones s'abaissent continuellement, tandis que celles des énols après avoir décru légèrement s'élèvent à nouveau et sans arrêt jusqu'à la limite ultraviolette du spectre photographié. Cette courbe ascendante constatée chez les énols, et qui se retrouve chez différents alcools, correspond vraisemblablement à la première partie d'une bande d'absorption due à l'OH et dont le maximum serait situé dans l'ultraviolet extrême vers 1800 Å probablement.

Dans le pulégonénol et dans la pulégone les maxima de la bande éthylénique sont sensiblement situés sur la même longueur d'onde (2380). L'introduction du groupe OH ne repousse donc pas vers le rouge la bande de la double liaison préexistante. Il en est de même pour l'isopulégone et son énol. Mais, fait surprenant, l'intensité de la bande due à la double liaison est plus faible pour l'énol en contenant deux que pour la cétone en contenant une seule. L'introduction de la fonction énol ne produit pas comme on

pourrait le croire une considérable augmentation de log ε (max. double liaison), mais bien au contraire une diminution, dont la valeur atteint 0,106 pour le pulégonénol et 0,123 pour l'iso.

Ainsi donc en résumé le remplacement du CO par le groupe = C(OH) dans les pulégones (cétones non saturées) provoque :

1° la disparition de la première bande (vers 3000-3200 Å) attribuée au CO;

2° l'apparition de la première partie ascendante d'une bande située dans l'ultraviolet extrême et devant vraisemblablement être atttribuée au groupe OH;

3° ne modifie pas sensiblement la position de la bande éthylénique, mais par contre abaisse la valeur de son intensité d'absorption maximum ([1]).

SÉISMOLOGIE. — *Tremblements de terre de Bulgarie en* 1928 : *Situation géologique des régions dévastées et dislocations diverses.* Note ([2]) de M. **Mikaïlovitch Jélénko**, présentée par M. Bigourdan.

1° *Situation géologique.* — Le profil transversal de la vallée de la Marica du sud au nord est le suivant : schistes cristallins des vieilles masses du Rhodope, zones éruptives (roches trachytoïdes) calcaires éocènes fortement disloqués; pliocène (levantin), pléistocène et sédimentations récentes, formant la vallée de la Marica proprement dit; puis, au nord, les calcaires éocènes disloqués, une autre zone éruptive (roches granitoïdes), crétacé et schistes cristallins de Rhodope.

La région épicentrale de la secousse du 14 avril embrasse : éocène, pliocène, pléistocène et sédimentations récentes. Celle de la secousse du 14 avril n'a pas débordé les couches récentes, pléistocènes et pliocènes. La troisième secousse du 25 avril a eu son épicentre dans un bassin de pléistocène, encadré entre les massifs des roches trachytoïdes du nord et les roches granitoïdes de trias et de schistes cristallins du sud.

Vu la situation tectonique de la région sinistrée, il est bien évident que :

([1]) Dans une précédente Note, commentant l'exaltation de l'absorption de la double liaison de la pulégone de distillation (comparée à la pulégone β pure) nous avions émis deux hypothèses : 1° présence d'un peu d'énol libre; 2° formation d'une combinaison moléculaire de pulégone et d'isopulégone ou d'énol. Il résulte de notre présente Note que cette dernière éventualité devra seule être envisagée.

([2]) Séance du 11 juin 1928.

a. l'épicentre du 14 avril se trouve dans un vieux graben dont les horsts en sont les roches du Rhodope du sud et du nord; *b.* l'épicentre du 18 avril en était limité dans un autre graben intercalé des couches pléistocènes et récentes responsables de dévastations complètes et de plus grandes déformations du terrain; *c.* l'épicentre du 25 avril a eu lieu dans un vieux graben avec les horsts des schistes cristallins du Rhodope et des grandes masses éruptives (trachytes et syénites).

2° *Causes et conclusions.* — La question se pose de chercher l'impulsion du premier choc. Autant que je puis en juger, on peut la trouver dans ces deux causes, l'une purement tectonique et l'autre isostatique.

a. La cause tectonique provient de la mobilité permanente du terrain entre les masses du Rhodope dans la péninsule balkanique d'une part et celles d'Asie Mineure de l'autre. La région en est limitée à l'ouest, dans la Thrace, par une dislocation générale du nord-est à sud-ouest, qui partant de la mer Noire (Midi) passe à l'est d'Andrinople (Yédréné), descend par le golfe d'Enos dans la mer Égée; l'autre dislocation à l'est dans l'Asie Mineure; elle a même direction, partant de la mer Noire (embouchure de la Sakarija), passe par Brousse, Smyrne, descend à la mer Égée près de l'île Samos. La surface ainsi délimitée, en général formée de sédimentations tertiaires, serrées entre les horsts des schistes cristallins, fait une dépression tectonique que j'appelle *la dépression de la Propontide;* le bassin de la mer de Marmara y occupe une partie considérable.

Durant février 1928 on a compté une série de grands tremblements de terre, dont quelques uns catastrophaliques et ruineux dans les environs de Smyrne. Les blocs tectoniques faisant ensemble la dépression de la Propontide, étant plus labiles depuis les grandes catastrophes séismiques de l'année 1912, ont dès que l'occasion s'en est présentée dans la dislocation de l'est, provoqué le mouvement des fragments de la masse du Rhodope dans la dislocation de l'ouest.

Mobilisés de cette manière, les fragments du Rhodope qui entourent le bassin de la Marica ont donné des chocs du sud et d'ouest, même du nord. Nombre de ruines des grands bâtiments isolés dans la région épicentrale sanctionnent cette conclusion. Nombre d'autres chocs forts, posthumes ont mis en évidence une migration des épicentres séparés d'ouest vers l'est, par exemple ceux des environs de Constantinople, Dardanelles, les catastrophes séismiques du 2 mai dans les environs de Jenichehir et de Kutahia mettent en clair le chancellement de la stabilité des fragments des masses cristallines

d'Asie Mineure. Nombre de forts mouvements séismiques s'élançant à la poursuite dans les masses du Rhodope (G. Djoumaya, épicentre catastrophique du 4 avril 1904; Seres, etc.) démontrent même la vacilité des fragments des masses cristallines dans la péninsule balkanique.

b. La source isostatique provient de la Marica et de ses affluents qui déposent de grandes quantités d'alluvions sur les blocs du graben. Cette pression, une fois devenue assez grande, peut exciter l'accélération des blocs d'ailleurs mobiles en provoquant des mouvements suivant les autres dislocations demeurées apparemment tranquilles. A la faveur de ces mouvements bien accusés, de nouvelles dislocations commencent à s'ouvrir, provoquant des sources séismogènes au début des chocs ruineux accompagnés des bruits d'une durée et d'intensité très élevée et après, des plus ou moins longues séries de secousses posthumes.

Des secousses désastreuses dans la même région (environs de Plovdiv) sont déjà connues en l'année 1750 et le 29 juin 1759. Si l'on étudiait la périodicité des grandes catastrophes séismiques dans le bassin tectonique de Plovdiv on ne pourrait pas négliger l'influence quelle qu'elle soit de la source isostatique. Nombre de ruines, accusant la composante verticale des mouvements de la région, démontrent même l'action isostatique.

Les événements dans la surface du pléistoséiste de deux catastrophes mettent en évidence formation des nouvelles dislocations transversales à la plaine de la Marica. Dans le vieux bloc elles découpent un bloc nouveau polygonal d'une étendue de 96^{km} carrés.

La genèse des derniers mouvements en février-mai confirme mes conclusions sur la cause des fréquentes et grandes catastrophes séismiques dans la péninsule balkanique, dans le bassin de la mer de Marmara et sur les côtes ouest de l'Asie Mineure, que j'ai présentées dans une Note à l'Académie du 13 mai 1918.

Des mesures géodésiques à entreprendre dans la région ébranlée de la plaine de la Marica une fois fixée, nous donneront avec plus de précision la grandeur et le sens des dislocations en question.

ÉLECTRICITÉ ATMOSPHÉRIQUE. — *Sur l'ionisation intense de l'air dans les lieux fréquemment foudroyés.* Note (¹) de MM. **C. Dauzère** et **J. Bouget**, présentée par M. Brillouin.

Nous avons montré (²) que la prédilection de la foudre pour certains lieux est en relation avec la constitution géologique du sol; nous avons indiqué une explication possible des phénomènes observés, qui consiste à admettre qu'au-dessus des lieux foudroyés l'ionisation de l'air est maxima, par rapport à celle qui existe dans les lieux voisins. Une série d'expériences a été entreprise par nous dans le but de vérifier cette hypothèse.

Il faudrait, en toute rigueur, compter le nombre d'ions de chaque signe et de chaque espèce (petits et gros ions), dans les lieux fréquemment atteints et dans des lieux environnants notoirement épargnés par la foudre; mais nous devons éviter toute complication d'appareils et d'opérations, car nous avons à faire un grand nombre de mesures dans la montagne (Pyrénées), en des lieux dont l'accès est parfois difficile. Aussi nous nous bornons, malgré les défauts de la méthode, à des expériences de déperdition des charges électriques, effectuées au voisinage immédiat (15^{cm}) du sol dont on veut étudier les propriétés ionisantes. Ces expériences nous permettent de calculer la conductibilité de l'air, qui résulte de l'ionisation et dont la connaissance est surtout utile pour notre but. Les expériences de déperdition ne peuvent être effectuées sous la pluie, aussi nous opérons d'habitude par temps serein, persuadés que les différences à constater sont permanentes; mais nous cherchons à profiter autant que possible, pour faire nos mesures, des instants qui précèdent les orages.

Nous opérons avec l'appareil classique d'Elster et Geitel, parce qu'il est facilement transportable. Nous mesurons le temps t que met le potentiel du cylindre de déperdition (de capacité c), fixé sur l'électromètre (de capacité c') à s'abaisser de la valeur V_0 à la valeur V; nous calculons la conductibilité λ de l'air, pour les ions de signe contraire à celui de la charge du cylindre, par la formule (³)

$$4\pi\lambda = \frac{c+c'}{c} \cdot \frac{1}{t} \cdot \operatorname{Log}_e \frac{V}{V^0}.$$

Les résultats obtenus sont très variables avec les conditions météorologiques; néanmoins en opérant à des instants aussi rapprochés que possible, dans des lieux voisins, on obtient des nombres suffisamment comparables. A titre d'exemple, nous citerons les mesures faites le 14 mai 1928, entre 13^h et 14^h, dans l'un des lieux foudroyés dont il est question dans notre dernière Note (rampe de Capvern, rupture de la ligne

(¹) Séance du 30 mai 1928.

(²) *Comptes rendus*, **186**, 1928, p. 1565.

(³) M. Mathias, *Traité d'Électricité atmosphérique*, p. 108.

électrique de traction de la Compagnie des Chemins de fer du Midi); nous avons opéré en trois points, à peu près à la même altitude (540^m), et les conditions météorologiques n'ont pas changé pendant la durée des observations.

Valeurs de λ (ions négatifs) en U. E. S.

A 200^m sud-est du point de chute...............	$0,90.10^{-4}$
Au point de chute de la foudre.................	$1,24.10^{-4}$
A 200^m nord-ouest du point de chute............	$0,87.10^{-4}$

Une pluie orageuse est tombée immédiatement après la dernière mesure.

Nous avons opéré ainsi au voisinage d'un grand nombre de lieux fréquemment foudroyés, précédemment reconnus par nous, et dans d'autres lieux où la constitution géologique du sol nous paraissait présenter quelque intérêt. Les résultats de ces expériences sont tous analogues à l'exemple que nous venons de citer; en généralisant ces résultats nous sommes conduits aux conclusions suivantes :

1° *Il existe des lieux dans lesquels l'ionisation de l'air, au voisinage du sol, est constamment plus intense que celle qu'on observe dans les lieux environnants, à la même altitude et dans les mêmes conditions physiques.*

2° *Les lieux qui sont fréquemment foudroyés coïncident avec des lieux d'ionisation maxima; la situation des uns et des autres dépend de la constitution géologique du sol, comme il a été indiqué dans la Note précédente.*

On comprend maintenant ce qui se passe, au moment d'un orage, dans les lieux d'ionisation intense ci-dessus spécifiés. Le mouvement ascendant de l'air, qui donne naissance aux cumulo-nimbus orageux, entraîne vers le haut les ions formés en permanence au voisinage du sol. Le champ électrique de grande intensité, qui règne sous le nuage orageux, accélère ce mouvement pour les ions de signe contraire à celui de la charge du nuage; il favorise en même temps la production plus abondante des ions par le sol. Il se forme ainsi sur la verticale du lieu une colonne ascendante d'ions (plus ou moins déviée par le vent), qui fonctionne comme la tige d'un paratonnerre pour attirer la foudre et lui offrir vers le sol un chemin de moindre résistance.

Les conséquences des faits que nous venons d'exposer et leurs applications pratiques paraissent nombreuses. Nous avons indiqué, dans notre précédente Note, ce qui est relatif à la protection contre la foudre; nous devons ajouter que les lignes de transport d'énergie doivent subir, dans les lieux d'ionisation intense, des pertes par défaut d'isolement (effluves dans les lignes à haute tension). La marche des orages dans une région peut

aussi être influencée par l'existence des lieux d'ionisation maxima; il en est de même des parasites atmosphériques de T. S. F., dont les relations avec les orages sont bien connues. Enfin l'usage de l'électromètre, qui permet de découvrir les lieux d'ionisation intense, est susceptible de rendre quelques services dans la recherche de la constitution géologique du sol.

CHIMIE VÉGÉTALE. — *Nouvelles recherches sur les étholides des cires de Conifères*. Note ([1]) de MM. **J. Bougault** et **E. Cattelain**, présentée par M. Charles Moureu.

En 1908, l'un de nous, avec M. Bourdier ([2]), avons découvert dans la cire recouvrant les feuilles de Conifères un nouveau groupe de principes immédiats auxquels nous avons donné le nom d'*étholides*. Ces composés sont formés par l'association de molécules d'acides-alcools unies suivant le mode qui relie les acides-amidés dans les peptides d'Em. Fischer; le schéma suivant en donnera une idée :

$$CH^2OH.(CH^2)^n.CO^2.CH^2.(CH^2)^n.CO^2.CH^2\ldots\ldots CO^2H.$$

La libération, par saponification, des molécules simples d'acides-alcools engagées dans ces étholides nous a fourni deux de ces acides-alcools : l'acide junipérique (I) ou acide oxypalmitique, et l'acide sabinique (II) ou acide oxylaurique

$$\underset{(I)}{CH^2OH.(CH^2)^{14}.CO^2H,} \qquad \underset{(II)}{CH^2OH.(CH^2)^{10}.CO^2H.}$$

Des quatre espèces de Conifères étudiées alors : *Juniperus Sabina, Juniperus communis, Picea excelsa, Thuya occidentalis*, la première et la dernière nous ont seules fourni de l'acide sabinique; l'acide junipérique, au contraire, a été rencontré dans tous les cas.

I. Ces recherches sont restées pendant longtemps purement documentaires, mais, dans ces dernières années, elles ont acquis un intérêt pratique,

---

([1]) Séance du 11 juin 1928.

([2]) *Comptes rendus*, **147**, 1908, p. 1311; **150**, 1910, p. 874, et pour plus de détails *Journ. Pharm. et Chim.*, 6e série, **29**, 1909, p. 561; **30**, 1909, p. 10; 7e série, **1**, 1910, p. 425, et **3**, 1911, p. 101.

à la suite des savantes recherches de Ruzicka [1] d'une part et de Kerschbaum [2] d'autre part.

Le premier a établi la constitution de deux principes immédiats naturels à odeur de musc, la civettone (III) et la muscone (IV),

$$\left.\begin{array}{l}\mathrm{CH.(CH^2)^7}\\ \mathrm{CH.(CH^2)^7}\end{array}\right\rangle \mathrm{CO} \qquad \left.\begin{array}{l}\mathrm{(CH^2)^{11}.CH^2}\\ \mathrm{CH \text{ --- } CH^2}\end{array}\right\rangle \mathrm{CO}$$
$$\qquad\qquad\qquad\qquad \mathrm{CH^3}$$

(III) (IV)

et montré que ce sont des cétones appartenant à une chaîne cyclique à nombreux atomes de carbone.

Les travaux de Kerschbaum continuent les précédents. Ils portent sur des composés à odeur de musc d'origine végétale, en particulier un composé extrait de l'essence d'ambrette, de formule (V), l'ambrettolide. Comme le montre sa constitution,

$$\left.\begin{array}{l}\mathrm{CH.(CH^2)^5.CO}\\ \mathrm{CH.(CH^2)^7.CH^2}\end{array}\right\rangle \mathrm{O}$$

(V)

ce corps, quoique à odeur de musc, n'est pas une cétone, mais une lactone. Par saturation de sa liaison éthylénique par hydrogénation il fournit le dihydroambrettolide, composé qui, lui aussi, possède une odeur musquée, et n'est autre que la lactone de l'acide junipérique.

II. Il ressort de cet ensemble de travaux que l'acide junipérique acquiert une certaine importance comme base de préparation de composés à odeur de musc; il peut donc être intéressant de rechercher une source naturelle abondante de ce composé.

C'est dans ce but qu'avec la collaboration de M. E. Cattelain, nous avons étendu à quelques autres Conifères les travaux commencés par M. Bourdier.

Trois nouvelles espèces ont été examinées : le Pin maritime, *Pinus maritima* Lamk., le Pin d'Autriche, *Pinus austriaca* Link. et le Sapin de Nordmann, *Abies Nordmanniana* Spach. Les recherches ont été effectuées en nous inspirant des premières et d'après le même mode de travail (*loc. cit.*).

---

(1) Ces travaux ont paru en plusieurs articles dans *Helv. chim. Acta*, 9, 1926, p. 230, 715, 1008.

(2) *Ber. d. d. chem. Gesell.*, 60, 1927, p. 902.

L'acide junipérique a été trouvé dans les trois espèces, l'acide sabinique dans deux seulement. Quant aux proportions elles sont très faibles, comme dans les espèces antérieurement étudiées. Le tableau suivant donne les quantités de chaque acide retirées de 1^{kg} de feuilles sèches :

	Acide	
	junipérique.	sabinique.
	g	g
Sapin de Nordmann	1	0
Pin d'Autriche	1,800	0,300
Pin maritime	1,700	1,200

Ces résultats montrent qu'il est peu probable qu'on rencontre dans les Conifères une source intéressante d'acide junipérique. Pour préparer cet acide dans un but industriel il sera nécessaire d'avoir recours à la synthèse.

ENTOMOLOGIE. — *Le régime de l'*Opisthopatus Blainvillei. Note [1] de M. H. **Janvier** (Fr. Claude-Joseph), présentée par M. E.-L. Bouvier.

J'ai observé par centaines des *Opisthopatus Blainvillei* Gay-Gervais au cours d'une exploration entomologique dans le sud du Chili, aux environs de Loncoche.

Ces Péripates vivent ordinairement à l'intérieur des troncs couchés sur le sol, depuis longtemps, dont les fibres sont dans un état de décomposition assez avancé et qui restent la plus grande partie du jour à l'ombre. En fendant ces troncs, on met à découvert de nombreuses galeries de xylophages où se promènent les Péripates, tantôt isolés, tantôt par groupes de 6 à 8. Sous les chocs de l'outil, l'animal prend l'attitude de mort apparente, puis cherche les recoins obscurs dès qu'il est frappé par la lumière. Les labyrinthes qu'il habite sont l'œuvre du *Calotermes chilensis*.

Comme j'ai pu m'en convaincre par l'observation d'une centaine d'individus en captivité, ce sont des chasseurs et des mangeurs incomparables de Termites, et si les ravages des *Calotermes* sont limités, on le doit en grande partie aux Péripates.

Chaque nuit, ces animaux parcourent les galeries des *Calotermes* et lancent des faisceaux de filaments gluants sur les individus qu'ils ren-

(1) Séance du 7 mai 1928.

contrent; les Termites atteints par ces filets élastiques restent emprisonnés sur place et en font des proies faciles à dévorer; le Péripate laisse ses prisonniers se débattre et s'affaiblir avant de les entamer, il les dévore ordinairement dans les 24 heures qui suivent l'engluement. Les Péripates adultes récemment capturés lancent leur secrétion sous la forme d'un jet qui peut atteindre jusqu'à 50^{cm} quand on les saisit brusquement.

Il ne sera pas inutile de relever quelques-unes de mes expériences sur l'alimentation du Péripate chilien. Je lâche 15 *Calotermes* peu développés dans la boîte qui renferme un Péripate isolé qui mesure 36^{mm} pendant la marche; en deux jours il en mange 14, laissant le quinzième qui meurt empêtré dans ses amarres. J'enferme un autre individu, un joli Péripate de 64^{mm}, avec 27 *Calotermes*, sur les 5^{h} du soir; le lendemain matin, à 8^{h}, le prisonnier avait dévoré 12 Termites et capturé 11 autres dans des filets de mucus gluant solidifié. D'ailleurs, bien que préféré, ce régime entomophage ne paraît nullement indispensable. Des Péripates laissés en commun ont vécu ensemble pendant 8 mois, sans autre aliment que des morceaux de bois en décomposition et des excréments de xylophages; ils ne paraissent nullement avoir souffert de la privation de *Calotermes* et se promènent avec autant d'agilité que ceux qui ont mangé régulièrement de ces Insectes.

Bien que les Péripates réservent ordinairement pour la nuit la consommation de leurs victimes, ils les mangent aussi de jour dans l'obscurité des boîtes, du moins après quelques privations. Par cette guerre continue, ils détruisent un grand nombre de Termites dans les bois et peuvent rendre à ce point de vue de sérieux services : j'ai introduit 6 Péripates dans un tronçon de poutre ravagé par des centaines de Termites; au bout d'un mois, ces derniers avaient disparu.

ENTOMOLOGIE. — *Nouvelle contribution à l'étude de l'anolocyclie chez les Pemphigiens des Pistachiers.* Note [1] de M. **A. Mordvilko**, présentée par M. P. Marchal.

Comme je l'ai montré dans ma Note précédente [2], l'anolocyclie des formes hétérœciques des Pucerons se produit quand, dans un pays quel-

(1) Séance du 7 mai 1928.

(2) *Comptes rendus*, **185**, 1927, p. 295.

conque, en raison du changement de climat ou par suite d'autres circonstances, l'hôte primaire du Puceron, par exemple une plante du genre *Pistacia*, vient à disparaître. Alors l'espèce de Puceron correspondante se conserve sur les hôtes secondaires sous forme d'exilés; et, avec le temps, les sexupares qui effectuent la migration de retour sur les hôtes primaires, disparaissent parce qu'ils sont devenus superflus. Dans ma nouvelle Note, je me propose d'examiner d'une manière plus détaillée quelques conséquences qui découlent de l'étude de l'anolocyclie.

D'après la distribution de telles ou telles formes anolocycliques des Pucerons, nous pouvons juger par contre-coup de l'ancienne distribution de différents hôtes primaires, et ceci s'applique surtout aux espèces végétales, telles que celles du genre *Pistacia*, qui jouent le rôle d'hôtes primaires exclusifs vis-à-vis de certaines espèces de Pucerons. On peut d'après ces données non seulement juger de l'ancienne distribution des hôtes primaires, mais encore si ces hôtes primaires sont disparus récemment ou depuis longtemps.

Ainsi, sur les troncs du *Pistacia mutica*, sur les bords de la mer Noire, dans la région du Caucase, apparaissent à la fin de mai ou dans la première moitié de juin les sexupares de *Forda trivialis* Pass. (= *retroflexa* Courchet), quoique les galles de cette espèce ne se forment que sur le *P. terebinthus*. Pareillement, dans la Transcaucasie orientale (Tiflis), sur les troncs de *P. mutica*, à la mi-juin, apparaissent les sexupares de *Paracletus cimiciformis* Heyd., quoique les galles correspondantes (« *Pemphigus* » *pallidus* Derbès) se produisent aussi seulement sur le *P. terebinthus*. De ces faits on peut tirer la conclusion que, dans ces localités, le *P. terebinthus* existait à une époque relativement récente en même temps que le *P. mutica*, tandis qu'à présent ces deux espèces de *Pistacia* ne se rencontrent ensemble qu'aux Balkans. Il est bien curieux, que déjà au nord de la Crimée et dans le gouvernement de Cherson les sexupares de *Forda trivialis* ne se rencontrent pas. Cela peut signifier que le *P. terebinthus* a disparu ici à une époque plus ancienne que dans les localités où le *P. mutica* existe encore.

Nous pouvons juger de l'ancienne extension du *Pistacia terebinthus* à l'Est d'après la distribution présente des formes anolocycliques de *Paracletus cimiciformis* (qui se répand jusqu'à Samara et Orenbourg) et du *Forda trivialis* Pass. (trouvé dans les environs de Taschkent). Au Nord le *P. cimiciformis* se répand jusqu'à la Suède méridionale. On a trouvé le *Pistacia gervaisii* Sap. (voisin du *P. terebinthus*) à l'état fossile dans les lignites de Bonn, de Salzhausen, du Samland (Miocène moyen).

De même, sur les troncs de *Pistacia terebinthus* au sud de la France on voit, en mai-juin apparaître les sexupares de *Trifidaphis phaseoli* Pass. (=*perniciosa* New.), quoiqu'on n'ait observé les galles de cette espèce que sur le *P. mutica* n'existant pas aujourd'hui en France. Plus loin, vers le Nord (par exemple en Hollande et dans les environs de Charkov) les sexupares de *Trifidaphis* ne se rencontrent plus. L'interprétation me paraît être qu'à une époque relativement récente, le *P. mutica* existait dans les mêmes localités que le *P. terebinthus*, comme cela se passe encore aujourd'hui aux Balkans, tandis que dans les pays situés au Nord il a disparu plus tôt. D'une façon générale, la distribution actuelle du *Trifidaphis* anolocyclique permet de juger de la distribution ancienne du *P. mutica*. Ce Puceron se rencontre (sur les racines des Chenopodiaceæ, Cruciferæ, Solanaceæ, Papilionaceæ et autres) à l'Est jusqu'au Turkestan, où le *P. mutica* n'existe plus, et au Nord jusqu'à la Grande-Bretagne (Theobald, 1922). Mais il existe aussi au Groenland, d'où il était décrit en 1898 par Rübsaamen sous le nom de *Tychea groenlandica*. A l'état fossile les Pistachiers n'ont pas été trouvés au Groenland, mais ils y existaient certainement en même temps que les *Rhus* et autres plantes rapportées d'abord (Heer, *Flora foss.*, art. I, III, VII) au Miocène et à présent au Paléogène. Au Groenland, la forme anolocyclique de *Trifidaphis* doit donc exister au moins dès la fin du Paléogène. Cette espèce se rencontre aussi sur le territoire des États-Unis; or, les galles correspondantes ne se trouvant pas sur le *Pistacia mexicana*, il nous reste à supposer que *P. mutica* ou quelque forme voisine existait aussi à une époque plus ancienne dans l'Amérique du Nord. Il faut noter que le *P. mutica* n'a pas encore été trouvé à l'état fossile en Europe.

On peut juger de la distribution ancienne du *Pistacia lentiscus* d'après la distribution actuelle de la forme anolocyclique d'*Aploneura lentisci* Pass. (racines des Graminées). D'une part, l'existence de cette dernière a été constatée en Grande-Bretagne; d'autre part, la même forme a été trouvée en Crimée, Transcaucasie, Sibérie (Irkutsk, Krasnoyarsk). Il est a noter que le *Pistacia oligocenica* Mar. (voisin du *P. lentiscus*) a été rencontré dans le Miocène inférieur (Oligocène) de Ronzon (Haute-Loire) tandis que le *P. narbonnensis* Mar. (également voisin du *P. lentiscus*) a été signalé à Armissan (sud de la France).

Nos connaissances sur la distribution ancienne des différentes espèces de *Pistacia* se trouveront élargies et précisées, quand tous les Pemphigiens des Pistachiers et la distribution de leurs formes anolocycliques auront été complètement étudiés.

PHARMACODYNAMIE. — *Action cardiovasculaire de la tropinone.* Note (1) de M. **René Hazard**, présentée par M. A. Desgrez.

Le tropinol (2) et la tropinone peuvent être considérés respectivement comme les homologues inférieurs hétérocycliques de la N-méthylgranatoline et de la pseudopelletiérine.

Noyau pyrrolidine-pipéridine.

```
CH2 — CH — CH2                 CH2 — CH — CH2
|     |      \                 |     |      \
|     N — CH3  >CHOH           |     N — CH3  >CO
|     |      /                 |     |      /
CH2 — CH — CH2                 CH2 — CH — CH2
   Tropinol.                      Tropinone.
```

Noyau bipipéridique.

```
CH2 — CH — CH2                 CH2 — CH — CH2
|     |      \                 |     |      \
CH2   N — CH3  >CHOH           CH2   N — CH3  >CO
|     |      /                 |     |      /
CH2 — CH — CH2                 CH2 — CH — CH2
 N-méthylgranatoline.           Pseudopelletiérine.
```

Le tropinol abaisse la pression sanguine d'une manière immédiate et durable; il ralentit le cœur (3). La N-méthylgranatoline (4) et la pseudopelletiérine (5) exercent toutes deux un effet hypertensif passager et, aux doses élevées, une action dépressive plus ou moins marquée sur le myocarde. Quelle est l'action cardiovasculaire de la tropinone par comparaison avec celle des corps voisins ?

Cette action se manifeste chez le chien à des doses de $0^{g},005$ à $0^{g},01$ par kilogramme de tropinone injectée sous forme de sel neutre par la voie intraveineuse. Elle est surtout marquée par une hypertensiou passagère dont les modalités sont différentes suivant que l'animal a ses vagues intacts ou sectionnés.

(1) Séance du 11 juin 1928.

(2) Nous proposons de désigner désormais sous le nom de tropinol, mot plus conforme à la nomenclature chimique, le tropanol ou base tropine dont les noms peuvent prêter à confusion.

(3) René Hazard et L.-J. Mercier, *Comptes rendus*, 181, 1925, p. 526 et 934.

(4) Michel Polonovski et René Hazard, *Comptes rendus*, 185, 1927, p. 1314.

(5) René Hazard et Raymond Hamet, *Comptes rendus*, 183, 1926, p. 673.

Lorsque les vagues sont intacts, on observe sur les tracés de pression, après une chute brève, quelquefois très marquée, de la pression sanguine, une phase d'hypertension passagère d'allure adrénalinique (avec ralentissement et augmentation d'amplitude des pulsations carotidiennes). Bientôt pression, amplitude et rythme reviennent à la normale.

Sur les tracés de cœur *in situ* on constate au moment de la chute de pression un ralentissement considérable du rythme des contractions allant parfois jusqu'à leur arrêt momentané et toujours plus marqué sur l'oreillette que sur le ventricule. Dans la phase d'hypertension on assiste à la reprise progressive de l'amplitude et du rythme des contractions normales. On peut noter quelquefois, au moment où la pression s'élève, de l'accélération avec légère augmentation d'amplitude.

Les tracés du volume du rein mettent en évidence une vasoconstriction périphérique synchrone de l'hypertension. Tous ces effets s'observent également chez le chien privé de surrénales.

Lorsque les vagues sont sectionnés ou paralysés par l'atropine, la tropinone provoque encore une hypertension passagère d'intensité variable. Le plus souvent, surtout si la pression initiale est élevée, cette hypertension est forte, rapide, régulière; elle s'accompagne alors d'augmentation d'amplitude et d'accélération légères des contractions cardiaques. Quelquefois elle est, au contraire, peu marquée, lente, irrégulière; on constate, dans ce cas, sur les tracés de cœur *in situ* des troubles très passagers de la contraction, surtout marqués au niveau du ventricule.

Si l'on répète les injections de tropinone, on assiste à l'atténuation quelquefois très rapide de ses effets sur l'amplitude, sur le rythme et enfin sur la pression, laquelle n'est guère modifiée finalement même par des doses assez fortes.

Conclusion. — La tropinone exerce une action hypertensive fugace qui a sans doute pour origine une vasoconstriction périphérique et qui s'accompagne d'une action dépressive sans doute réflexe, sur le vague cardiaque.

Cette action hypertensive rapproche la tropinone de la N-méthylgranatoline ou de la pseudopelletiérine qui l'exercent aussi et la différencie nettement du tropinol, hypotenseur à effet durable. Ainsi donc alors que l'action cardiovasculaire n'est pas sensiblement modifiée lorsque l'on passe de la fonction cétone à la fonction alcool dans les deux composés à noyau fondamental bipipéridique, il n'en est plus de même lorsqu'il s'agit du noyau pyrrolidine-pipéridine. Dans ce cas la disparition de la fonction alcool — ou l'apparition de la fonction cétone — supprime les effets dépressifs et semble exalter en outre dans la molécule les propriétés du noyau pipéridique.

PHYSIOLOGIE. — *Action de l'extrait aqueux de substance nerveuse sur l'excitabilité du système nerveux.* Note de MM. **J.-E. Abelous** et **H. Lassalle**, présentée par M. Charles Richet.

Dans une Note précédente [1], nous avons montré que l'augmentation d'excitabilité d'un nerf (sciatique), observée après la section et pendant la dégénérescence du nerf homologue, était due à la présence dans le sang de substances neuro-excitatrices élaborées au cours de la dégénérescence du tronc nerveux sectionné.

Pour déterminer la nature de ces substances nous avons d'abord étudié les effets de l'injection d'un extrait de substance nerveuse normale.

Nous avons fait un extrait aqueux de cerveau de lapin en faisant macérer 10^{g} de pulpe cérébrale dans 100^{g} de sérum physiologique. Après une heure d'agitation cette émulsion a été centrifugée puis filtrée à la bougie Berkefeld.

Comme dans nos expériences antérieures, la mesure de l'excitabilité a été faite par la méthode de l'excitation percutanée, l'électrode négative étant appliquée sur le point moteur des jumeaux et en explorant au palper la contraction de ces muscles.

Dans nos résultats, le premier chiffre indique la rhéobase en volts (Rh), le second la chronaxie (Ch) en millièmes de microfarad; le troisième, la mesure de l'excitabilité relative calculée d'après la formule établie par l'un de nous [2], l'excitabilité avant l'injection étant prise égale à 1, la résistance équivalente du shunt était de 6500 ohms.

I. *Lapin* $3^{kg},170$:

Rh = 32; Ch = 27; Excitabilité = 1.

On a injecté 10^{cm^3} d'extrait dans la veine auriculaire.

	Rh.	Ch.	Excitabilité.
30 minutes après	14	17	8,5
1 heure 30 minutes après	19	55	1,4
2 heures 15 minutes après	18	65	1,3
24 heures après	32	28	1

(1) *Comptes rendus*, 186, 1928, p. 1015.
(2) *Comptes rendus*, 185, 1827, p. 1611.

II. *Lapin* 3kg,030 :

Rh = 29; Ch = 27; Excitabilité = 1.

Injection intraveineuse de 10cm³ d'extrait cérébral :

	Rh.	Ch.	Excitabilité.
Immédiatement après	15	26	4
30 minutes après	23	32	1,3
60 minutes après	20	50	1,1
24 heures après	29	28	1

On voit que l'injection intraveineuse d'extrait de cerveau augmente considérablement l'excitabilité nerveuse.

Il en est de même après une injection sous-cutanée d'extrait de substance nerveuse.

Lapin 3kg,500 :

	Rh.	Ch.	Excitabilité.
Avant l'injection	28	45	1
40 minutes après	17	30	4

De même l'insertion dans la cavité péritonéale d'un lapin d'un fragment de cerveau d'animal de même espèce accroît pendant quelques jours l'excitabilité nerveuse de l'animal.

Lapin 4kg,270 :

	Rh.	Ch.	Excitabilité.
Avant l'insertion	17	33	1
24 heures après l'insertion	8,5	32	4
48 » »	8	29	4,5
72 » »	8	29	4,5
6 jours après l'insertion	36	12	0,65

Par contre, l'ingestion par la voie gastrique de pulpe cérébrale non seulement n'augmente pas mais même diminue l'excitabilité.

Comme expériences de contrôle, nous avons injecté des extraits de foie et des extraits de muscle. Ces injections n'ont déterminé qu'un accroissement minime ou nul de l'excitabilité.

Conclusions. — Il paraît donc établi que la substance nerveuse introduite par voie parentérale possède une action neurotrope excitatrice. Par suite, on peut penser que l'augmentation d'excitabilité nerveuse que nous avons constatée chez nos animaux à la suite de la section d'un nerf volumineux (sciatique) est due à la résorption de la substance même du tronc nerveux séparé de son centre trophique.

PHYSIQUE PHYSIOLOGIQUE. — *Action des rayons ultraviolets sur le sérum de la Vipère aspic.* Note de M[me] **M. Phisalix** et **M. F. Pasteur**, présentée par M. L. Bouvier.

Nous avons récemment montré que les rayons ultraviolets agissant sur des solutions aqueuses de venin de Vipère, en détruisent les antigènes venimeux et rabique, sans en modifier la toxicité ([1]).

Or le sérum de Vipère, comme celui de beaucoup de serpents, possédant des propriétés biologiques comparables à celles du venin, nous avons été amenés à essayer sur lui l'action des rayons ultraviolets. Nous avons recherché ainsi ce que deviennent, d'une part, la toxicité globale du sérum, d'autre part ses antigènes venimeux et rabique dans les conditions employées déjà pour le venin, et que nous préciserons à la fin de cette Note.

1° *Toxicité du sérum.* — Le sérum frais de Vipère tue la souris par inoculation sous-cutanée en 16 à 22 heures, à la dose de 1^{cm^3}; en 10 à 12 heures, et $1^{cm^3},20$, par action neurotoxique. Les souris auxquelles on inocule les mêmes doses de sérum irradié présentent identiquement les mêmes symptômes que les témoins et meurent dans les mêmes limites de temps, sans que toutefois la toxicité du sérum paraisse augmenter, comme l'ont signalé en 1924 MM. David L. Macht et Eben Hill, pour le sérum normal d'homme, de bœuf et de porc, dont la toxicité serait accrue après l'irradiation.

Les rayons ultraviolets n'exercent ainsi aucune action modificatrice sur la toxicité du sérum de Vipère.

Dans les mêmes conditions expérimentales, que deviennent les antigènes?

2° *Antigène venimeux du sérum.* — Le sérum irradié, conservant sa toxicité, pour en rechercher le pouvoir antivenimeux ou antirabique, il est nécessaire de lui faire perdre cette action en le chauffant au bain-marie à la température de 56°, maintenue pendant 15 minutes.

Or le sérum ainsi irradié et chauffé, inoculé sous la peau de la souris a perdu tout pouvoir antivenimeux; la dose de $1^{cm^3},5$, qui suffirait à prévenir l'action de la dose mortelle de venin de Vipère, inoculée 48 heures après, ne protège plus l'animal. De même, cette dose mélangée *in vitro* avec la dose mortelle de venin, n'en neutralise pas les effets, alors que $0^{cm^3},50$ de sérum, simplement chauffé, mais non irradié, suffit à la neutralisation.

([1]) *Comptes rendus*, **186**, 1928, p. 538 et 975.

Dans ces essais, aussi bien *in vivo* que *in vitro*, les souris, inoculées par groupes de 6 avec le sérum irradié, meurent sensiblement dans le même temps que les témoins en l'espace de 16 à 22 heures : *sous l'influence des rayons ultraviolets, le sérum de Vipère a perdu son pouvoir antivenimeux.*

3° *Antigène rabique du sérum.* — Pour en rechercher la présence, nous employons la technique suivante :

Le sérum irradié et chauffé est mélangé, à la dose de 20^{cm^3}, à un égal volume d'une émulsion centésimale de virus rabique fixe, celui de l'Institut Pasteur de Paris. Le mélange est filtré sur toile batiste et sur papier, et maintenu au frais pendant une nuit. Le lendemain, il est centrifugé, partiellement décanté et son volume ramené à 2^{cm^3}, volume correspondant à l'émulsion décimale de virus rabique.

Deux lapins femelles, pesant respectivement 2250 et 2350^g, reçoivent chacun sous les méninges, après trépanation, $0^{cm^3},25$ de l'émulsion décimale. L'un de nous a précédemment montré qu'une telle émulsion dans laquelle le sérum de Vipère a été simplement chauffé, se montre neutre pour l'encéphale du lapin vivant [1]. Avec le sérum irradié et chauffé, les résultats sont différents : le premier lapin présente effectivement les premiers symptômes rabiques au quatrième jour et meurt le cinquième jour paralysé ; le second lapin ne présente les premiers symptômes qu'au neuvième jour et meurt le quatorzième jour paralysé : *L'action des rayons ultraviolets a ainsi détruit le pouvoir rabicide du sérum, son antigène rabique.*

Si l'on compare cette action des rayons ultraviolets sur le sérum à celle qu'il exerce sur le venin lui-même, on voit que ces actions sont superposables dans les deux cas, quelle que soit d'ailleurs la nature des substances actives sur lesquelles elles s'exercent ; nous pouvons les résumer en conclusions, comme il suit :

Les rayons ultraviolets détruisent les antigènes venimeux et rabique du sérum de vipère aussi bien que ceux du venin, et se montrent sans action sur leur toxicité globale.

4° *Conditions de l'irradiation.* — Elles sont relatives au sérum lui-même et à la source des rayons ultraviolets.

Le sérum de Vipère, prélevé sur des sujets capturés à leurs premières sorties après le jeûne hivernal, ce qui est le cas dans lequel nous nous trouvons, présente une opalescence plus ou moins marquée, et une teinte jaune, alors que les solutions de venin dans l'eau salée physiologique employées dans nos précédentes expériences, sont parfaitement limpides et incolores. Ces conditions physiques du sérum, moins favorables

---

(1) *Comptes rendus*, **182**, 1926, p. 499.

que celles des solutions de venin à la pénétration des rayons ultraviolets, nous ont conduits à introduire dans notre technique expérimentale quelques mesures compensatrices : le sérum, employé pur, a été étalé en couche de 2^{mm} d'épaisseur, au plus, dans une cuve en verre à fond plat et à bords peu élevés; il a été fréquemment remué, et nous avons porté de 30 à 90 minutes la durée de l'exposition.

La cuve, recouverte d'une plaque de verre Renovic, a été placée à 50^{cm} de la source des rayons. La température du liquide n'a pas dépassé 20°, condition insuffisante par elle-même à en modifier les propriétés biologiques.

L'appareil producteur de rayons ultraviolets est le même que celui avec lequel nous avons irradié le venin de Vipère; c'est un brûleur en quartz, de la Verrerie scientifique, type 4 ampères, courant alternatif, puissance 402 watts aux bornes du brûleur. On a obtenu à travers la lame de verre Renovic de $2^{mm},2$ d'épaisseur jusqu'à 2803 angströms. Les mesures énergétiques sont les mêmes. La puissance totale étant ramenée à 100, nous avons :

	Watts-heure.
88 dans l'infrarouge....................	353,76
5 dans le visible....	10,10
7 dans le violet......................	28,14

La lumière émise par le brûleur, et qui ne contient pas de rouge, est néligeable; seuls les 28,14 watts de l'ultraviolet, soit pour une heure et demie d'exposition : $28,14 + \frac{28,14}{2} = 42,21$ watts, ont suffi à détruire les antigènes venimeux et rabique du sérum de Vipère.

ÉLECTRICITÉ PHYSIOLOGIQUE. — *Pénétration électrocapillaire des matières colorantes dans la cellule.* Note de M. **W. Kopaczewski**, présentée par M. d'Arsonval.

Un grand nombre d'expérimentateurs s'est occupé de la pénétration des matières colorantes dans les cellules végétales ou animales; il nous semble, toutefois, que les conditions de cette expérimentation n'ont pas toujours été suffisamment précisées. Ainsi, en ce qui concerne le degré de dispersion des matières colorantes utilisées et leur signe électrique, v. Möllendorff [1] cite parmi les colorants basiques le vert malachite, le bleu trypan et le rouge trypan, dont le signe électrique est négatif. Le même auteur, en se basant sur des expériences de diffusion dans les blocs de gélatine (sans se

[1] v. Möllendorff *in* Abderhalden, *Biochem. Arbeit.*, 1921, Abt. V, Teil 2, Heft 2, p. 106 et suiv.

préoccuper de la composition variable de la gélatine), dresse une liste de colorants selon laquelle le brun de Bismarck possède un degré de diffusion aussi grand que le vert malachite; or, le brun de Bismarck est un colloïde typique, donc indiffusible.

Il est évident que dans ce cas aucune conclusion relative aux conditions de pénétration des matières colorantes dans les cellules ne puisse être tirée. Nous avons réuni une centaine de matières colorantes, solubles dans l'eau pure tout au moins en concentration de 1 pour 1000, et nous avons déterminé leur degré de dispersion et leur charge électrique.

Le degré de dispersion de ces matières colorantes a été déterminé par la dialyse. La dialyse a été effectuée dans les conditions suivantes : les sacs de collodion (5 parties de coton nitré pour 40 parties d'alcool et 60 parties d'éther) ont été préparés en superposant trois couches de collodion; ces sacs ont été immédiatement fixés sur des mandrins en verre, remplis, après le rinçage avec la matière colorante, et placés dans des vases contenant de l'eau distillée que l'on renouvelait trois fois par jour. Le degré de purification par la dialyse a été contrôlé par la mesure de la conductivité électrique.

La charge électrique de ces matières dialysées a été déterminée par trois méthodes diverses : par l'analyse électrocapillaire que nous avons élaborée dans tous les détails (1), par la floculation soit avec des acides, soit avec des bases, et, enfin, par l'électrophorèse, en utilisant une chute de potentiel de 2 volts par centimètre, et en prenant en considération les effets observés après 2 à 4 heures de transport. *Seuls les résultats concordants obtenus par ces trois méthodes ont été pris en considération.*

Cette façon de travailler nous a permis de dresser une liste de matières colorantes selon leur degré de dispersion et selon leur charge.

Tout en tenant compte des autres propriétés capillaires (tension superficielle, la viscosité) ou électriques (degré d'ionisation), nous avons effectué la coloration des cellules végétales et animales.

La coloration des cellules végétales a été observée par la coloration des fleurs blanches en plongeant les tiges des fleurs à une certaine hauteur toujours identique; celle des cellules animales par la coloration des paramæcies sous le contrôle microscopique. Seule la coloration observée pendant la vie de l'animal est prise en considération, car sitôt que le mouvement cesse la coloration devient plus générale.

Voici les résultats :

Les fleurs ont été colorées en 24 heures par sept matières colorantes acides, de dispersion moléculaire, fuchsine acide, éosine, acide picrique, vert malachite, aurantia, fluorescéine, rose bengale et phloxine. Trois

---

(1) W. Kopaczewski, *Rev. gén. Mat. col.*, 30, 1926, p. 34.

colorants amphotères moléculairement dispersés ont également coloré les fleurs : orangé G, orangé III, et vert méthyle. Enfin deux substances basiques également dispersées moléculairement jaune naphtol S et crocéine 6H ont pénétré dans les fleurs.

Parmi les colorants dont le degré de dispersion est plus faible, les électroïdes, six de charge négative ont coloré les fleurs : rouge trypan, vert lumière, bleu coton; la coloration a été plus faible avec rose Magdala, écarlate de Biebrich et érythrosine. Un électroïde amphotère (jaune métanyle) et un positif (la crocéine brillante) ont également pénétré dans les fleurs.

Un seul colloïde typique, non diffusible, non dialysable de charge négative, a coloré les cellules végétales des fleurs blanches, quoique assez faiblement, azorubine.

La conclusion en ce qui concerne les cellules végétales des fleurs blanches vivantes est donc la suivante : *seuls les colorants acides peuvent pénétrer dans ces cellules; cette pénétration est d'autant plus nette que le degré de dispersion du colorant est fort.* Il faut toutefois observer que certaines fleurs se font pénétrer plus difficilement (œillets, muguets) que les autres.

En colorant les paramæcies nous sommes arrivés à faire les constatations suivantes :

Une seule matière colorante acide, moléculairement dispersée — l'aurantia — colore les paramæcies de leur vivant (elle ne colore pas les fleurs); un colorant amphotère — violet de méthyle — colore également (ne colore pas les fleurs); par contre, cinq matières colorantes moléculairement dispersées, basiques pénètrent dans les cellules animales — bleu de méthylène, trypaflavine, bleu de crésyl, auramine et bleu de toluidine.

Aucun électroïde électronégatif ne pénètre dans la cellule animale; deux amphotères pénètrent — rouge neutre et jaune métanyle; par contre, six électropositifs colorent d'une façon intense — écarlate basique, violet de Paris, vert brillant, safranine, violet cristallisé et jaune d'acridine basique.

Parmi les colloïdes typiques seuls quatre électropositifs ont coloré les paramæcies — hydrosol d'hydroxyde de fer, vésuvine, violet Dahlia, bleu de Nil.

Ainsi, *seuls les colorants basiques peuvent pénétrer dans la cellule animale étudiée;* cette pénétration ne dépend pas, comme pour la cellule végétale, du degré de dispersion — *les colloïdes semblent y pénétrer avec autant de facilité que les moléculoïdes.*

Nous étudions actuellement le rôle des facteurs physiques et chimiques

dans cette pénétration des colorants dans la cellule vivante, afin de vérifier si les faits constatés déjà (¹) *in vitro* se retrouvent dans la coloration *in vivo*.

BIOLOGIE. — *Nutrition et sexualité chez les Lombriciens.* Note de M. **Marcel Avel**, présentée par M. Caullery.

Les Lombriciens possèdent dans leur peau des plages de grosses cellules glandulaires, constituant des organes (*clitellum*, etc.) propres aux adultes et utilisés au moment de la reproduction seulement, qui peuvent donc être considérés comme des caractères sexuels secondaires. Chez les espèces *Allolobophora terrestris*, Sav. et *A. caliginosa*, Sav. les caractères sexuels secondaires apparaissent à la puberté, restent développés pendant quelques mois, puis régressent, et, à partir de ce moment, sont le siège d'un développement et d'une régression périodiques, chaque cycle complet durant à peu près un an. L'activité des glandes génitales est également cyclique. Le cycle de caractères sexuels secondaires et celui des glandes génitales sont synchrones ; pourtant, j'ai établi par des expériences qu'ils sont indépendants [2]. Ils sont donc conditionnés d'une façon autonome par un même facteur. J'ai montré, par des expériences sur le clitellum, que ce facteur était de nature humorale [3]. Pour savoir s'il ne serait pas d'ordre nutritif j'ai entrepris sur *Allolobophora terrestris*, Sav. et *A. caliginosa*, Sav. adultes des expériences dont le détail sera donné dans un Mémoire et dont je résume ci-dessous les résultats.

J'ai sous-alimenté ces animaux : l'activité génitale et le développement des caractères sexuels secondaires ne se sont alors jamais manifestés; même après plus d'un an, et sont au contraire toujours survenus dès que les sujets ont été abondamment réalimentés.

Les caractères sexuels secondaires et les glandes génitales des animaux inanitiés régressent bien avant l'époque normale, mais se développent immédiatement à nouveau et atteignent vite leur maximum dès que les sujets sont convenablement réalimentés.

D'une façon générale, l'analyse détaillée de toutes les expériences sur la nutrition et des observations faites dans la nature, qui ont été les unes et les autres multipliées et poursuivies pendant plus d'un an, a montré une corré-

---

(¹) W. Kopaczewski, *Protoplasma*, 3 et 4, 1928.

(²) *C. R. Soc. Biol.*, 96, 1927, p. 1143.

(³) *Ibid.*, 97, 1927, p. 1069.

lation absolument constante entre la quantité de nourriture ingérée et l'état des glandes génitales et des caractères sexuels secondaires. Chaque année, c'est toujours au moment où les animaux consomment la plus grande quantité de nourriture et atteignent leur plus grand poids que leurs caractères sexuels secondaires sont développés au maximum et que leurs glandes génitales sont en activité. Si l'on parvient à réaliser une suralimentation notable, quelles que soient la saison et la phase du cycle sexuel atteinte précédemment, l'activité génitale est toujours déclanchée et les caractères sexuels secondaires atteignent vite leur développement maximum.

Les caractères sexuels secondaires (clitellum, etc.), réagissent d'une façon identique à la nutrition chez les entiers et chez les castrats.

Le début du premier cycle sexuel, c'est-à-dire la puberté, est, lui aussi, sous la dépendance étroite de la nutrition.

Les individus très jeunes, même suralimentés, ne présentent aucune manifestation de sexualité. A la puberté apparaît donc un élément nouveau, qui sera désormais présent chaque année.

Les résultats qui viennent d'être exposés sont susceptibles de plusieurs interprétations. On peut penser que le facteur qui détermine la sexualité est une hormone qui n'existe pas chez le jeune et dont l'apparition marque la puberté. Cette hormone pourrait être secrétée chez l'adulte d'une façon permanente, mais ne manifester son action que si la nutrition est abondante; sa sécrétion, au contraire, pourrait être périodique et dépendre de la nutrition. Toutefois, l'existence d'une telle hormone est encore purement hypothétique, et tous les faits précédents pourraient s'expliquer plus simplement par le seul jeu de facteurs nutritifs, probablement accessibles à l'analyse chimique. La puberté consisterait alors, soit en un changement dans les propriétés des glandes génitales et des caractères sexuels secondaires, qui rendrait ces organes sensibles désormais aux variations périodiques de la nutrition, soit en un changement dans le métabolisme général des animaux.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Sur la limite de dégradation des lectotyrines par la trypsine.* Note de M. **S. Posternak**, présentée par M. A. Desgrez.

Des produits de digestion pancréatique de la caséine de lait, j'ai réussi à isoler des polypeptides phosphorés contenant de l'azote et du phosphore dans les rapports atomiques 3,75; 4 et 4,5 (lactotyrines α, β et γ) [1]. Ces

(1) *Comptes rendus*, 184, 1927, p. 307.

polypeptides ne se laissent plus dégrader par la trypsine. Celle-ci semble s'attaquer à la molécule de caséine de façon à détacher des chaînes peptidiques phosphorées plus ou moins longues. Avec Théodore Posternack, j'ai fait la même constatation pour l'ovovitelline [1].

Rimington [2] conteste cette manière de voir. Il affirme que, dans les conditions indiquées ci-dessus, se forme un seul polypeptide phosphoré avec rapport $N/P = 3$. Comme cet auteur a pris 500^{cm^3} d'extrait concentré de pancréas par kilogramme de caséine, au lieu de 50^g de glande hachée que j'emploie couramment, on pouvait se demander si la différence de nos résultats ne tenait pas à la concentration inégale de la trypsine dans nos essais. J'ai donc institué des expériences avec 50^g de bouillie pancréatique et avec 500^{cm^3} d'extrait concentré, par kilogramme de caséine, et soumis les polypeptides phosphorés, précipités par l'acétate de plomb et transformés en sels de soude, à un fractionnement *systématique* au moyen de l'alcool. Dans les deux cas, le résultat du fractionnement fut le même; le produit phosphoré le plus dégradé, susceptible d'être isolé, à côté des lactotyrines déjà décrites, contenait $14^{at}N$ pour $4^{at}P$. Les fractions qui présentaient un rapport N/P inférieur à 3,5, contenaient des quantités sensibles de phosphore minéral [3].

Il est essentiel, avant d'entreprendre le fractionnement, de débarrasser les polypeptides des phosphates inorganiques et des peptones, entraînés par les sels de plomb. Cette purification fut réalisée par les moyens suivants.

On triture à froid le précipité plombique impur avec une solution de carbonate de soude jusqu'à coloration rose du papier à la phtaléine de phénol; les sels plombiques des polypeptides sont transformés en sels de soude solubles dans l'eau, tandis que le phosphate inorganique de plomb reste intact et peut être séparé par filtration.

En présence d'un léger excès de carbonate de soude, les sels de soude des polypeptides phosphorés sont presque insolubles dans l'alcool éthylique à 60 pour 100 et se déposent à l'état de sirop; les peptones, libres de phosphore, ont tendance à rester en solution.

Le nouveau polypeptide qui représente le produit ultime de dégradation de la caséine, répond à la formule

$$C^{58}H^{100}N^{14}O^{42}P^{4},$$

---

(1) *Comptes rendus*, **184**, 1927, p. 909.

(2) *The Biochem. Journal*, **21**, 1927, p. 1179 et 1187.

(3) On le dose facilement par la méthode double, magnésienne et sulfomolybdique (S. Posternak, *Bull. Soc. Chim. de France*, 4e série, **27**, 1920, p. 507 et 564).

qui se distingue de la composition de la lactotyrine α par les éléments d'un leucyl,

A l'état sec, il se présente sous forme d'une poudre blanche, soluble dans l'eau, demandant un peu plus de 11 équivalents de soude pour la neutralisation à la phtaléine de phénol. Il est lévogyre :

$$\alpha_D^{15,5} = -58^\circ,8 \qquad \text{et} \qquad \alpha_D^{15,5} = -88^\circ,4$$

pour le sel ammoniacal.

Son sel neutre de baryte, séché également dans le vide sur P^2O^5, à 110°, a la composition

$$C^{58}H^{87}N^{14}O^{42}P^4Ba^{6,5} + 3H^2O.$$

Le sel de cuivre, obtenu par précipitation de la solution aqueuse de l'acide libre par l'acétate de cuivre, est nettement basique :

$$C^{58}H^{87}N^{14}O^{42}P^4Cu^{6,5}.3CuO + 6H^2O.$$

Chauffé à l'ébullition, pendant 20 heures, avec de l'acide chlorhydrique à 25 pour 100, ce polypeptide a donné les mêmes produits d'hydrolyse que la lactotyrine α : les acides phosphorique, pyruvique, glutamique et aspartique; l'isoleucine, la sérine et l'ammoniaque, à l'exclusion de tout autre acide aminé et oxyaminé.

Je ne puis m'expliquer les résultats de Rimington que par une méthode défectueuse de purification. Il précipite les polypeptides comme sels d'urane et décompose ceux-ci au moyen de la lessive de soude à 40 pour 100. Dans ces conditions, une partie du phosphore organique est minéralisée et entraînée, lors du fractionnement, par l'acétate de cuivre.

Rimington ne réussit pas à isoler des produits d'hydrolyse de sa phosphopeptone les acides glutamique et aspartique. Il y signale les acides oxyglutamique et aminooxybutyrique, ce dernier jamais encore isolé de la caséine.

Cependant, le précipité argentique qu'on obtient par le nitrate d'argent et la soude, n'est caractéristique, d'après Dakin [1], pour l'acide oxyglutamique, que si l'on prend soin de séparer préalablement, et aussi complètement que possible, les acides aminés dibasiques. Quant au prétendu acide aminooxybutyrique, il est évident qu'il s'agit là d'un mélange d'isoleucine active, racémique et de sérine. J'ai pu les séparer, au moyen de l'alcool méthylique aqueux, sous forme de leurs sels de cuivre.

---

(1) *The Biochem. Journal*, **12**, 1918, p. 290.

Rimington a réussi d'ailleurs à cristalliser directement de ce mélange un sel de cuivre qui lui a donné à l'analyse 8,60 pour 100 N et 19,73 pour 100 Cu (calculé pour le sel de cuivre de l'isoleucine N 8,64; Cu 19,64). Rimington lui attribue pourtant, sans raison plausible, la formule

$$(C^4H^8NO^3)Cu.2H^2O \qquad \text{(calculé N 8,34; Cu 18,93).}$$

En résumé, des produits de digestion trypsique de la caséine il est possible d'isoler, en plus des lactotyrines déjà décrites, un polypeptide phosphoré ayant 14 N pour 4 H et qui représente le produit ultime de dégradation des lactotyrines par la trypsine. On ne trouve pas, parmi ses fragments d'hydrolyse, d'autre acide oxyaminé que la sérine.

PROTISTOLOGIE. — Eccrinopsis Mercieri *n. sp., Eccrinide parasite du rectum de l'*Oniscus asellus *L. Son cycle évolutif*. Note de M. **Raymond Poisson**, présentée par M. F. Mesnil.

L. Mercier (1914) (¹) a décrit les stades végétatifs et la multiplication endogène d'une Eccrinide observée dans le rectum d'*Oniscus asellus* L. capturés aux environs de Nancy. Mais, à cette époque, l'auteur n'ayant pas eu l'occasion d'observer de spores durables n'avait pas cru devoir nommer spécifiquement ce Protophyte. Or, au cours de recherches sur les parasites du tube digestif des Arthropodes de Normandie, j'ai eu la bonne fortune de capturer des individus d'*O. asellus* parasités par une Eccrinide qui me semble bien se rapporter à celle précédemment observée par Mercier. Aussi, comme les Eccrinides des Crustacés Isopodes sont encore peu connues, il m'a paru intéressant d'étudier à nouveau ce parasite (²).

Stades jeunes et adultes. — L'Eccrinide est uniquement localisée dans la portion postérieure du rectum des *Oniscus* où elle adhère à la cuticule par un pavillon (disque adhésif) bien individualisé et rappelant celui des *Enterobryus*. Les plus longs tubes (stades adultes) sont ou bien presque droits, ou bien recourbés en crosse de pistolet au sommet; ils mesurent 200 à 210$^{\mu}$ de long sur 12 à 15$^{\mu}$ de large, mais les dimensions les plus fréquentes sont 170 à 180$^{\mu}$ sur 10 à 12$^{\mu}$ (cf. L. Mercier). La section de ces

---

(¹) L. Mercier, *Sur un Protophyte du rectum d'*Oniscus asellus *L.* (*C. R. Soc. Biol.*, 76, 1914, p. 600-602).

(²) Pour la bibliographie concernant ce groupe, voir en particulier R. Poisson, *Sur une Eccrinide nouvelle :* Tæniellopsis orchestiæ, *nov. gen., nov. sp., Protophyte parasite du rectum de l'*Orchestia bottæ, *M. Edw.* (*Crust. Amphipode*); *Son cycle évolutif* (*Comptes rendus*, 185, 1927, p. 1328-1329).

filaments est cylindrique. Les formes jeunes sont souvent plus étroites au sommet qu'à la base et présentent l'aspect de jeunes stades d'*Amœbidium* (Chatton, Lichtenstein, etc.). Dans les tubes non segmentés, c'est-à-dire en apparence encore indifférenciés, on observe une file de noyaux distribués régulièrement et régulièrement espacés les uns des autres d'une extrémité à l'autre du tube. La morphologie de ces noyaux ainsi que celle du cytoplasme est maintenant bien connue chez les Eccrinides.

Filaments à endoconidies uninucléées ou microconidies. — Ce sont ceux que j'ai observés le plus fréquemment jusqu'à ce jour. Un tube à microconidies, au voisinage de sa maturité, est segmenté *dans toute sa longueur* (sauf au sommet), par des cloisons obliques, en une série d'articles uninucléés sensiblement isodiamétriques de 10 à 12^{μ} de côté. Chacun d'eux représente une microconidie. Quant à l'extrémité distale du tube, elle est le plus souvent constituée par un article, de 40 à 45^{μ} de long dans les plus grands filaments, rempli d'un cytoplasme finement granuleux et *anucléé;* cette région est séparée de la dernière microconidie par une épaisse cloison. J'assimile ce segment, qui est très *caduc*, au *gland*. A maturité les microconidies sortent par de petits orifices, situés distalement dans chaque loge, et probablement déterminés en un point de moindre résistance par la pression exercée par l'élément gonflé. Chaque microconidie est un germe à développement immédiat.

Filaments à endoconidies multinucléées ou macroconidies. — Ces filaments ont été décrits par L. Mercier. De même longueur que ceux à microconidies, seule, le plus souvent, leur région distale est segmentée en articles de 20 à 30^{μ} de long, renfermant deux, trois ou quatre noyaux, qui à maturité sont rejetés dans le rectum de l'*Oniscus* par un processus identique à celui qui préside à la fructification des microconidies.

Les macroconidies sont également des éléments à développement immédiat.

Spores durables. — Dans certains filaments, à cytoplasme chargé de réserves, granuleux et moins vacuolaire que celui des tubes à micro et macronidies, on observe que le cloisonnement aboutit à l'*isolement de couple de noyaux*. Il ne m'a pas encore été donné d'assister à des phénomènes de caryomixie; mais, avec Léger et Duboscq, je considère ces associations nucléaires par couple comme les préliminaires à un processus de sexualité. Quoi qu'il en soit, à côté de ces tubes à segments binucléés, on en observe d'autres, identiques quant à l'aspect du cytoplasme, qui sont cloisonnés d'une extrémité à l'autre en articles uninucléés mesurant 18 à 22^{μ} de long sur 18^{μ} de large. Enfin, à un stade plus avancé, les cloisons ont disparu et les deux tiers inférieurs du tube se montrent bourrés de corps uninucléés, ovoïdes, à épaisse paroi, qui, parfois, chevauchent les uns sur les autres en boursouflant le tube, car la disparition des cloisons fait que ces éléments sont libres à l'intérieur du filament. Je les considère comme représentant des spores; elles mesurent de 25 à 30^{μ} de long sur 10 à 12^{μ} dans leur plus grande largeur.

Dans les filaments sporifères, l'extrémité distale se montre flétrie, mais seule elle conserve les traces très nettes de la segmentation primitive. C'est un *pseudo-gland* qui se substitue ainsi au gland véritable, caduc. La sporulation semble normalement s'effectuer par l'extrémité distale des tubes.

Bien que n'ayant pas observé le coude à angle droit si caractéristique des jeunes stades des espèces du genre *Eccrinopsis* Lég. et Dub., l'Eccrinide des

Oniscus, tant par son aspect général que par sa spore uninucléée, peut provisoirement être rangée dans ce genre qui comprend déjà, en particulier, *Eccrinopsis Helleriæ* Lég. et Dub. de l'Isopode *Helleria brevicornis*. Je la désignerai sous le nom d'*Eccrinopsis Mercieri* n. sp. ([1]). Mais il est bon de noter que le genre *Eccrinopsis*, qui renferme à la fois des Eccrinides de Crustacés et d'Insectes coléoptères (Léger et Duboscq, 1916) ([2]), devra vraisemblablement être révisé.

BACTÉRIOLOGIE. — *Étude comparative de l'action de l'urée et de la sulfo-urée sur le développement et la vitalité des bactéries.* Note ([3]) de MM. **E. Nicolas** et **J. Lebduska**, présentée par M. E. Leclainche.

Dans une Note sur le polymorphisme des bactéries dans l'urée ([4]), Peju et Rajat signalent que cette substance gêne plus ou moins le développement de divers microbes et l'entrave complètement quand sa concentration est suffisante. Rappin ([5]) ne constate cette action empêchante que pour le bacille tuberculeux, que l'urée à la concentration de 1 pour 100 semblerait, ainsi, influencer d'une manière spécifique; les autres microbes, staphylocoques, colibacille, bactéridie charbonneuse, bacille diphtérique, bacille pyocyanique..... ne subissant, affirme-t-il, aucune action appréciable. Ce sont là, à notre connaissance, les seuls travaux qui se rapportent à l'objet de la présente Note.

Nos recherches ont porté sur plusieurs espèces microbiennes : colibacille, paratyphique du porc (souche L et V), bacille pyocyanique. Les microbes ont été ensemencés en bouillon de bœuf peptoné ordinaire, de pH = 7,4, additionné de solutions d'urée ou de sulfo-urée, stérilisées par filtration sur bougie L 3. Le contrôle a été effectué toutes les 6 heures, l'observation des cultures faite à l'œil nu et au moyen du néphélémètre de Baudoin et Bernard ([6]).

A toutes les concentrations employées, depuis 0,1 pour 100 jusqu'à

([1]) Dédiée à M. le Professeur L. Mercier qui l'a découverte.

([2]) L. Léger et O. Duboscq, *Sur les Eccrinides des Hydrophilides* (*Arch. zool. exp. et gén.*, 56, 1916, n. et r., 2, p. 21-31).

([3]) Séance du 11 juin 1928.

([4]) *C. R. Soc. Biol.*, 58, 1906, p. 477.

([5]) *Bulletin médical*, 15, 1911, p. 1032.

([6]) *Bull. Soc. Chim. Biol.*, 4, 1922, p. 454.

5 pour 100, la thio-urée gêne le développement des microbes précipités, d'autant plus que la concentration est plus forte. Toutefois, à la concentration de 0,1 pour 100, le colibacille paraît faire exception à cette règle et subir, au contraire, une action légèrement stimulante dans son développement. A 3 pour 100, après 12 heures d'étuve, le développement est minime et n'est décelable qu'à l'opacimètre. A 5 pour 100, ce n'est guère qu'après 18 à 24 heures qu'on peut constater, au néphélémètre, une multiplication des germes, très légère du reste. De toutes les espèces mises en expérience, le colibacille paraît, d'ordinaire, la plus sensible à l'action de la thio-urée. Généralement, les diverses bactéries sont surtout influencées dans les 18 premières heures, après quoi leur multiplication devient relativement plus rapide et plus intense.

Ainsi, la thio-urée inhibe plus ou moins le développement des bactéries, qu'elle ne détruit pas; celles-ci restent encore vivantes, même dans des cultures âgées de huit jours, contenant 1 pour 100 de la substance. Dans les cultures renfermant 3 à 5 pour 100, que l'on soumet à l'examen par réensemencement dans le cours des premières 24 heures, la vitalité est notablement diminuée. Dans les 12 premières heures, le réensemencement dans un bouillon neuf reste autant dire sans résultat; puis la culture part péniblement et devient à peu près normale. A aucun moment, ni dans aucune des cultures, on n'a constaté de dégagement de H^2S.

Des expériences comparatives, conduites parallèlement avec l'urée, nous ont montré que ce corps gêne aussi le développement des microbes, mais bien moins que la thio-urée; les paratyphiques paraissent plus influencés que les autres germes.

Les cultures en milieu additionné d'urée n'ont pas donné de dégagement d'ammoniaque plus marqué que les bouillons stériles témoins renfermant cette substance.

Nous réservons pour un travail ultérieur l'étude de l'action réciproque de la thio-urée sur les ferments de l'urée.

Conclusions. — La sulfo-urée exerce une action gênante, nettement plus marquée que celle de l'urée, sur le développement et la vitalité des microbes examinés.

Cette action s'exerce dans le même sens, mais avec moins d'intensité, que celle constatée par E. et G. Nicolas [1] sur les végétaux supérieurs, pour lesquels la thio-urée s'est montrée toxique.

---

[1] *Comptes rendus*, **180**, 1925, p. 1286.

Il est intéressant de rappeler que, chez les animaux, la toxicité de l'urée est plus grande que celle de la thio-urée ([1]). C'est l'inverse de ce qui se passe chez les plantes et chez les microbes. La différence nous paraît suffisamment importante pour mériter d'être soulignée.

MÉDECINE. — *Sur une théorie mécanique de la surdité, son traitement rationnel, sa prophylaxie.* Note ([2]) de M. **Henri-Jean Frossard**, présentée par M. d'Arsonval.

L'hypoacousie est une maladie sociale au même titre que la tuberculose, la syphilis, l'alcoolisme, etc.

Elle diminue la valeur de l'individu encore plus peut-être dans ses formes légères qui n'éveillent pas la méfiance que dans ses formes graves qui font du malade un déchet humain encombrant et souvent dangereux.

Or il n'en est pas de plus évitable. Il suffit de quelques soins hygiéniques très simples.

Il faut se laver le nez et la gorge comme on se lave les mains et la figure.

On peut classer les hypoacousies de la manière suivante ([3]) :

1° L'appareil auditif lui-même est détruit; n'en tenons pas compte.

2° L'origine est rhino-pharyngienne, 80 à 85 pour 100.

3° Autres origines, 15 à 20 pour 100.

Je propose une autre classification qui permet une théorie mécanique et produit des conséquences thérapeutiques et prophylactiques.

1° *Origine externe.* — Il suffit d'enlever l'obstacle, *occasionnel* (corps étranger) ou *à rechutes* (cérumen). Il faut se souvenir que la production cérumineuse est gouvernée par le système neuro-végétatif. La gymnastique thoraco-abdominale, dont la forme la plus simple et la plus normale semble la Phonothérapie, agit par auto-opothérapie en mettant en œuvre, comme je l'ai montré, les systèmes : diaphragme-phrénique-surrénales d'une part, et d'autre part larynx-thyroïde ([4]).

2° *Origine interne.* — La pénétration a lieu soit par le sang (surdités typhiques), soit par le liquide céphalo-rachidien. Celui-ci ne peut être

([1]) *Comptes rendus*, **186**, 1928, p. 1441.

([2]) Séance du 30 avril 1928.

([3]) Dr Baqué (de Luchon), *Presse médicale*, 35, 2 mai 1928, p. 552.

([4]) *La Science et l'Art de la Voix*, p. 360. Les Presses universitaires de France, Paris, 1927.

infecté que par une voie permettant le passage des microbes ou des virus.

J'ai attiré l'attention sur la persistance de la perméabilité même ultra-capillaire du canal cranio-pharyngien comme voie d'accès aux méninges. La désinfection du rhino-pharynx s'impose à titre préventif et même curatif et surtout chez les adénoïdiens. Le produit à employer doit être : 1° *inoffensif* car les instillations nasales seront au moins biquotidiennes et persistantes; 2° *aqueux* pour éviter les fermentations anaérobies : 3° *isotonique* pour ne pas produire de congestion. Je me suis arrêté à une solution à $\frac{1}{1000}$ de terpènes iodés. L'instillation de cette solution, indolore sur une muqueuse saine, est d'autant plus douloureuse que la muqueuse est plus enflammée pour devenir insupportable dans les cas graves (un mortel par encéphalite — peut-être sclérose en plaques —). Il est souvent nécessaire et toujours utile d'y joindre des inhalations dirigées de vapeurs de terpènes iodés ([1]).

L'ablation haute des végétations adénoïdes est à recommander pour obtenir un tissu cicatriciel d'obturation plus solide ainsi que les traitements spécifiques en évitant les névrites post-arsenobenzoliques.

3° *Origine moyenne primitive.* — La Trompe d'Eustache est en cause. C'est une *avarie de soupape* causée par l'inflammation des muqueuses du rhino-pharynx et du voile qui, conformément à la loi de Stokes, amène la paralysie des muscles moteurs de la Trompe. Celle-ci, béante ou close, permet ou non l'accès de l'air et des corps étrangers créant de l'otite ou de l'otopiezis, en tout cas des désordres acoustiques.

L'infection peut encore cheminer le long des nerfs V et VII et amener la paralysie des muscles du marteau et de l'étrier.

La prophylaxie et le traitement consistent, comme dans le cas précédent, dans : 1° des instillations et des gargarismes avec la solution indiquée plus haut ; 2° des inhalations dirigées de terpènes iodés associés à la Phonothérapie, pour atteindre les anfractuosités et les parties hautes du nez ; 3° le massage phonique de l'oreille au moyen du stéthoscope ([2]) (pantophone de Frossard) ([3]) pour combattre l'ankylose menaçante ou installée.

Ces considérations montrent que l'hygiène de l'ouïe doit être surtout préventive, s'adresser particulièrement au rhino-pharynx, qu'elle ne peut être séparée de l'hygiène générale et ne devient une spécialité qu'après coup et souvent trop tard.

([1]) *La Science et l'Art de la Voix*, p. 395.

([2]) *Comptes rendus*, 185, 1927, p. 900.

([3]) *Traité de l'auscultation médio-immédiate*, 1925 : Phonothérapie, éd. Paris, 86, rue de Varenne.

MÉDECINE. — *L'évolution des kystes de la piedra paraguayenne.* Note (¹) de MM. G. **Delamare** et C. **Gatti**, transmise par M. H. Vincent.

Le nodule de la piedra paraguayenne, traité à chaud par une solution de potasse à 40 pour 100, laisse voir les kystes décrits, pour la première fois, dans la piedra du Brésil par Horta et considérés comme des asques [*Sobre una nova forma de Piedra* (*Memoria do Instituto Oswaldo Cruz*, 1911, p. 86)]. Ces éléments, réunis par groupes de 4, 6 ou 8, se rencontrent de préférence dans la zone moyenne, peu pigmentée, de la préparation. Leur nombre, vraisemblablement en relations avec la taille, et par suite l'âge des nodules, est souvent considérable : il n'est pas extraordinaire de compter 40, 50 de ces kystes, parfois davantage, dans un seul nodule.

Piriformes ou en raquette, ces formations s'articulent par leur petite extrémité ou par leur manche avec des cellules de la mosaïque et l'on observe, au niveau de cette articulation, la ou les facettes ainsi que la substance biréfringente, constantes dans les articulations des cellules mycéliennes. Les kystes piédriques possèdent une membrane d'enveloppe hyaline, à double contour, ne prenant pas les colorants usuels et dont la fonction apparaît évidente au moment où sa rupture est suivie de la mise en liberté des corps en navette.

Les kystes paraissent bien provenir des cellules adultes du mycélium, cellules ovales, hypertrophiées et hypocolorables, à noyau fragmenté. Après la fragmentation nucléaire, les granulations protoplasmiques deviennent plus grandes et plus nombreuses, puis s'effectue une fragmentation cytoplasmique qui finalement donne naissance à un nombre variable (en général 6 à 12) d'éléments en navette et à double contour très fin.

Ensuite, les éléments en navette s'allongent jusqu'à atteindre la longueur du grand axe du kyste. Ils se disposent d'abord parallèlement à ce grand axe. En approchant de sa maturité, le kyste augmente beaucoup de volume et arrive à mesurer $60^{\mu} \times 40$. Dans le même temps, les corps en navette s'allongent, grossissent et sont obligés de se pelotonner (aspect comparé par Horta à celui de la sporogonie des coccidies). A la fin de cette évolution, la membrane d'enveloppe se rompt et les corps en navette sont mis en liberté. Ces corps mesurent alors 40 à 50^{μ} de long sur $2^{\mu},5$

(¹) Séance du 30 mai 1928.

à 3^{μ} de large. Ils sont à double contour et terminés à chacune de leurs extrémités par un prolongement filiforme, également à double contour et d'une longueur qui peut atteindre 60^{μ}. Incolores ou d'une teinte jaune verdâtre à peine perceptible, les corps en navette ont un protoplasme franchement granuleux dans lequel on ne discerne pas clairement de noyau. Sur quelques-uns d'entre eux, on aperçoit un début de fragmentation transversale du protoplasme donnant lieu à un aspect très comparable à celui d'un segment d'hyphe mycélien. Les prolongements filiformes semblent résulter de l'étirement de la membrane d'enveloppe préalablement épaissie à leur base d'implantation.

L'immersion dans l'eau des nodules pyédriques provoque la dissolution de la substance intermédiaire et permet d'assister parfois à l'expulsion des corps en navette. Ceux-ci sortent lentement du kyste, puis du nodule, comme poussés par les courants osmotiques, et restent ensuite complètement immobiles dans le liquide ambiant.

Sur coupes, on rencontre de temps à autre un stade de cette expulsion et l'on constate que la section des kystes est régulièrement circulaire.

En culture, les formations dont il vient d'être question font toujours défaut.

Il est à noter que si la description ci-dessus complète sur quelques points les données d'Horta, elle ne fournit pas d'éléments susceptibles de légitimer une différenciation absolue entre les variétés paragayenne et brésilienne de *Trichosporum Hortai*. Le nombre des corps en navette notamment est trop variable pour être, à cet égard, d'une utilité quelconque.

A $16^{h}30^{m}$, l'Académie se forme en Comité secret.

La séance est levée à 17^{h}.

A. Lx.